

MODÉLISATION ET RÉGLAGE D'UN ENTRAÎNEMENT À HAUTE PERFORMANCE PAR UN MOTEUR RÉLUCTANT

THÈSE N° 2208 (2000)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT D'ÉLECTRICITÉ

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

Michel GIRARDIN

Ingénieur électricien diplômé EPF
de nationalité suisse et originaire de Courfaivre (JU)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. A.-Ch. Rufer, directeur de thèse
Prof. H. Buehler, rapporteur
Prof. B. De Fornel, rapporteur
M. A. Elmaleh, rapporteur
Prof. M. Jufer, rapporteur

Lausanne, EPFL
2000

AVANT-PROPOS

Au terme de ce travail, je tiens à remercier le Professeur A. Rufer qui dirige avec grande compétence le Laboratoire d'Electronique Industrielle (LEI), où j'ai effectué cette thèse. Je tiens également à remercier son prédécesseur le Professeur H. Bühler qui dirigeait le laboratoire lorsque j'ai commencé ce travail. Ses précieux conseils, sa grande disponibilité ainsi que les nombreux ouvrages dont il est l'auteur, m'ont apporté une aide considérable.

Toute ma reconnaissance va au président du jury Monsieur le Professeur Ph. Robert, ainsi qu'aux rapporteurs Monsieur le Professeur H. Bühler, Monsieur le Professeur B. De Fornel, Monsieur A. Elmaleh et Monsieur le Professeur M. Jufer.

Je remercie également M. Gilbert Renggli pour son assistance technique à la construction du banc de test, Nicolas et Pierrette Hugo pour la critique du manuscrit et aussi tous les collègues du Laboratoire d'Electronique Industrielle pour les fructueuses discussions et les remarques souvent très pertinentes.

Enfin, il m'est agréable d'exprimer ma gratitude envers toute ma famille et en particulier à Nathalie, mon épouse, pour les encouragements et le soutien dont j'ai eu constamment besoin.

RESUME

La commande classique des moteurs réluctants consiste à alimenter séparément chaque phase par un variateur de courant continu unidirectionnel en imposant un courant de forme rectangulaire en fonction de la position du rotor. Dans ce travail, on connecte les trois phases en étoile, que l'on alimente par un convertisseur triphasé. La théorie à deux axes appliquée au moteur réluctant direct montre que l'on obtient un couple électromagnétique constant en l'alimentant par un système de courant sinusoïdal triphasé. Dans ce cas, il est judicieux d'utiliser un référentiel tournant à la moitié de la vitesse du rotor et en sens inverse. Cette stratégie d'alimentation permet notamment de réduire les contraintes mécaniques liées aux forces radiales qui sont très élevées dans ce type de moteur et qui sont en partie responsables du bruit acoustique.

Le réglage du couple électromagnétique se fait indirectement à travers le réglage par mode de glissement des trois courants de phase. Dans le référentiel tournant, on peut montrer que les huit états de commutation de l'onduleur triphasé décrivent une ellipse dans le plan complexe de la dérivée du phaseur spatial du courant de phase. Une analyse approfondie liée à l'ellipse des états de commutation a permis de déterminer la caractéristique du couple maximal en fonction de la vitesse pour une tension continue donnée. Il faut veiller à ce que la consigne de couple ne dépasse jamais cette limite afin d'éviter le phénomène de décrochage du moteur réluctant, particulièrement indésirable en réglage de vitesse.

Une analyse détaillée du capteur inductif intégré montre qu'il est suffisamment précis pour la mesure de position du rotor et la génération des consignes de courant. Cependant, lorsque l'on dérive la mesure de position, on obtient une vitesse entachée d'une erreur périodique ne permettant pas de garantir un réglage de vitesse performant. Ainsi, pour la mesure de vitesse, on a recours à un capteur incrémental laser rotatif.

Les essais pratiques en réglage de vitesse en régime établi ont permis de mettre en évidence l'ondulation du couple électromagnétique. Il s'agit d'une ondulation résiduelle produite par la géométrie des dents et par la saturation magnétique. Bien que cette ondulation soit relativement faible par rapport aux résultats obtenus avec la commande classique, on propose deux méthodes permettant de la compenser. La première méthode est basée sur l'utilisation d'un facteur de correction enregistré dans un tableau en fonction de la position du rotor. L'enregistrement du facteur de correction se fait préalablement en régime établi.

La deuxième méthode pour réduire l'ondulation résiduelle du couple électromagnétique consiste à implémenter un observateur pour perturbation variable. Il s'agit d'un observateur de perturbation permettant de déterminer le contenu fréquentiel des ondulations de couple. Par exemple, si l'on désire observer la composante continue, l'onde fondamentale ainsi que les harmoniques d'ordre 2, 3 et 6, l'observateur sera du dixième ordre et il faudra imposer dix pôles. La difficulté de mettre en œuvre un tel observateur provient du fait que les pôles se déplacent très rapidement en fonction de la vitesse du moteur. Ainsi, pour garantir la stabilité de l'observateur sur une grande plage de vitesse, on a recours à une imposition dynamique des pôles en fonction de la vitesse du moteur par le truchement d'une adaptation discontinue des coefficients de contre-réaction. L'étude théorique et la simulation numérique ont permis de formuler quelques critères concernant le choix de l'imposition des pôles. Les résultats expérimentaux confirment l'efficacité de l'observateur pour perturbation variable dans la réduction des ondulations du couple électromagnétique.

ABSTRACT

Usually, each phase of the direct reluctance motor is fed separately by its own inverter producing a squarewave phase current depending on the rotor position. In the present work, a star-connection of the three stator phases is used and the direct reluctance motor is fed by a three-phase switched inverter. The space phasor theory shows that three-phase sinewave currents can produce a constant electromagnetic torque. In this case, the rotating reference frame rotates at half of the rotor speed and in the opposite direction. This command strategy allows to reduce the stator deformation due to the electromagnetic radial force which is very high in this type of motor and which is mainly responsible for the acoustic noise.

The electromagnetic torque control is realised by a sliding mode control of the three phase currents. In the rotating reference frame, it is possible to show that the eight commutation states of the switched inverter are placed around an ellipse in the complex plane of the derivatives of the space phasor of the phase current. A study of this ellipse has allowed to determine the maximal torque as a function of the speed for a given continuous voltage. It is important to insure that the torque reference will never exceed this limitation in order to avoid a pullout phenomenon, highly unwanted in the speed control.

Despite the fact that the resolver inside the casing of the direct reluctance motor produces a small periodic error, it is accurate enough for the position measurement and to produce the three current references. However, the derivative of the position measurement provides a speed evaluation with such a ripple that the speed control cannot be outstanding. So, for the speed measurement, an additional laser rotary encoder is used.

The experimental study in the steady-state mode of the speed control shows the presence of an electromagnetic torque ripple. This is a residual ripple caused by the dissimilarity between the stator poles teeth-shapes and the magnetic saturation effect. Although this torque ripple is rather low compared with the usual command strategy, two methods are proposed in order to compensate it. The first method is based on the use of a correction factor depending on the tooth angle. First, in steady-state conditions, the correction factor is stored off-line in a table. Then it is used in-line as a feedforward disturbance compensation.

The second method of reducing the residual torque ripple consists in implementing an observer of variable disturbance. This is a disturbance observer able to determine the frequency content of the torque ripple. For instance, in order to observe the continuous component, the fundamental wave as well as the harmonics 2, 3, and 6, the observer must have ten poles. The main difficulty to deal with such an observer is the fact that each pole moves quickly as a function of the motor speed. So, in order to guarantee the observer stability over a large range of speed, the poles are located dynamically regarding to the motor speed by the way of a discontinuous adaptation of the feedforward coefficients. The theoretical study and the numerical simulation have allowed to formulate some criteria about the way of locating the poles. Experimental results confirm the efficiency of the observer of variable disturbance in order to reduce the electromagnetic torque ripple.

INTRODUCTION

Le principe du moteur réluctant a été développé vers le milieu du 19^{ème} siècle mais restait destiné aux applications fonctionnant en mode 'pas-à-pas'. Aujourd'hui, grâce au développement de l'électronique de puissance et des microprocesseurs, son niveau de performances lui permet de rivaliser avec le moteur asynchrone ou le moteur 'brushless' dans de nombreuses applications à entraînement réglé. De plus, son faible coût de production favorise le nouvel essor du moteur réluctant. Une comparaison entre le moteur réluctant direct et le moteur 'brushless' en terme de couple par unité de volume est présentée en annexe 3.

Les servomoteurs utilisés dans le domaine des entraînements électriques sont en général mal adaptés aux systèmes mécaniques auxquels ils sont destinés. En effet, il est souvent nécessaire d'utiliser un réducteur pour abaisser la vitesse de rotation et augmenter le couple à l'arbre du système mécanique. Ces réducteurs possèdent certains inconvénients, à savoir pertes par friction, jeu de transmission, élasticité supplémentaire, etc.. Il est possible de pallier ces inconvénients en utilisant des servomoteurs à entraînement direct (en anglais : Direct Drive Servomotor). De par leur conception, ces moteurs tournent très lentement (quelques tours par seconde), mais développent un couple électromagnétique élevé. Ainsi, ils peuvent être couplés directement avec l'arbre du système mécanique. On évite non seulement les désavantages liés aux réducteurs, mais, dans beaucoup de cas, on obtient une construction mécanique plus simple. Le moteur réluctant direct étudié dans ce travail fait partie des servomoteurs à entraînement direct. Son domaine d'applications est principalement la robotique pour lequel l'entraînement des axes est simplifié. Mais des applications intéressantes s'ouvrent aussi dans d'autres domaines comme la traction électrique ou l'entraînement et le guidage d'antennes ou de télescopes.

Afin qu'un tel moteur direct puisse remplacer de manière efficace des servomoteurs conventionnels, il est indispensable que l'on puisse varier son couple électromagnétique très rapidement. Il est également important de limiter l'ondulation résiduelle du couple électromagnétique car elle est directement transmise à la charge mécanique et son effet est mal amorti.

Ce travail de thèse a débuté par un mandat industriel de l'entreprise WARNER ELECTRIC en collaboration avec la commission pour l'encouragement de la recherche scientifique (CERS, aujourd'hui appelée CTI). Il s'inscrit dans la ligne des travaux de conception de régulateurs de couple à structure variable appelée mode de glissement, qui exploite directement le fonctionnement par commutation de l'organe de commande sans passer par un dispositif de modulation PWM.

L'objectif de ce travail est d'étudier et de développer les circuits de réglage du couple électromagnétique d'un moteur réluctant direct triphasé. Avec un réglage par mode de glissement, on vise à obtenir une dynamique élevée en régime transitoire ainsi qu'à réduire les pulsations de couple en régime établi. On s'efforcera également de réduire le niveau de bruit acoustique qui est en général relativement élevé avec ce type de moteur. Le moteur utilisé pour les vérifications expérimentales (moteur de test) est normalement livré avec une commande classique qui sera également étudiée et permettra de comparer les performances obtenues avec la commande ici proposée (nouvelle commande).

Bien que l'étude soit entièrement basée sur une réalisation particulière de moteur réluctant direct, elle conserve un caractère général permettant d'en appliquer les principes sur l'ensemble des moteurs réluctants. L'étude théorique sera systématiquement confrontée avec les résultats expérimentaux sur le moteur de test.

Après un bref rappel sur le fonctionnement du moteur réluctant en général, le premier chapitre de ce travail est entièrement consacré à l'étude du moteur de test. On y présente la structure mécanique du rotor et du stator ainsi qu'un certain nombre de mesures caractérisant les propriétés électromagnétiques du moteur réluctant direct. Ces mesures permettront de formuler les hypothèses de base pour établir un modèle théorique. On y trouve, en particulier, l'allure des inductances propres et mutuelles en fonction de la position du rotor et une mesure indirecte du flux magnétique en fonction du courant de phase et de la position du rotor. Cette dernière mesure permet de mettre en évidence le phénomène de saturation magnétique.

La modélisation du moteur réluctant direct fait l'objet du chapitre 2. On y détermine l'expression générale du couple électromagnétique en fonction de la valeur instantanée des trois courants de phase et de la position du rotor en admettant les trois hypothèses suivantes :

- Les inductances mutuelles sont négligeables.
- Le système est linéaire (milieu non saturable et sans hystérèse)
- La variation des inductances de phase en fonction de la position du rotor est sinusoïdale et symétrique.

On propose une nouvelle méthode de commande où les trois phases sont connectées en étoile. La théorie à deux axes permettra de déterminer l'allure de ces courants en fonction de la position du rotor de manière à produire un couple électromagnétique constant.

Le chapitre 3 traite du réglage du couple par mode de glissement en modélisant le moteur réluctant lorsqu'il est alimenté par un onduleur à pulsation. On y décrit l'effet de l'état de commutation de l'onduleur sur l'évolution des courants de phase dans le référentiel tournant. Ces considérations permettront de choisir une stratégie de réglage appropriée et de déterminer les limites de fonctionnement du réglage de couple. Les performances du réglage de couple sont présentées à travers l'étude de sauts indiciels de la consigne de couple.

Pour faciliter la mesure de l'ondulation du couple électromagnétique, on propose de réaliser un régulateur de vitesse PI standard. En effet, la mesure de vitesse peut indirectement nous renseigner sur l'ondulation du couple. Le choix et le dimensionnement du régulateur de vitesse sont traités dans le chapitre 4. Une étude préliminaire portera sur les possibilités apportées par le capteur inductif intégré au moteur réluctant. Dans ce chapitre, on décrit également un modèle de simulation numérique complet ainsi que des résultats expérimentaux obtenus sur un banc de test.

Le chapitre 5 est consacré à l'étude de l'ondulation du couple électromagnétique. D'abord, par une analyse de la sensibilité et de la bande passante du réglage de vitesse, on détermine les limites pour la mesure de l'ondulation du couple. On met également en évidence l'influence de l'élasticité naturelle du couplage mécanique entre le moteur et la charge. Ensuite, on présente différentes mesures de l'ondulation de couple en fonction de différents paramètres comme le couple de freinage, la vitesse, le sens de rotation et la position mécanique. Finalement, on présente une première méthode permettant de compenser les oscillations du couple électromagnétique. Il s'agit d'un facteur de correction que l'on enregistre à vitesse

constante en fonction de l'angle rotorique et que l'on utilise ensuite comme compensation directe de la grandeur de perturbation. Les améliorations apportées par cette méthode sont évaluées par la mesure de l'ondulation résiduelle de vitesse en régime établi. Une mesure du bruit acoustique permettra de comparer la stratégie de commande développée dans ce travail avec la commande classique.

Une deuxième méthode pour réduire l'ondulation du couple électromagnétique consiste à réaliser un observateur pour perturbation variable. Le chapitre 6 décrit l'étude d'un tel observateur associé à un régulateur d'état de vitesse. L'observateur pour perturbation variable permet de tirer parti de la connaissance du contenu fréquentiel de l'ondulation du couple. Après le dimensionnement de l'observateur et du réglage d'état, on donne quelques indications sur l'imposition des pôles. On verra qu'il est nécessaire d'utiliser un vecteur de contre-réaction variable en fonction de la vitesse du moteur. Finalement, on y présente un modèle de simulation numérique ainsi que les résultats de la réalisation pratique de l'observateur pour perturbation variable sur le moteur de test. L'étude de l'observateur pour perturbation variable a été traitée de manière suffisamment générale pour que l'on puisse en appliquer le principe à d'autres types de moteur et pour des applications très diverses.

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS	i
RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
INTRODUCTION	v
TABLE DES MATIÈRES	ix

CHAPITRE 1 DESCRIPTION DU MOTEUR RÉLUCTANT

1.1 Généralités	
1.1.1 Principe de fonctionnement	1
1.1.2 Historique.....	2
1.1.3 Fonctionnement en boucle fermée	3
1.2 Le moteur de test	
1.2.1 Structure	4
1.2.2 Caractéristiques	6
1.3 Mesures du moteur de test	
1.3.1 Mesure des inductances de phase.....	7
1.3.2 Influence de l'amplitude du courant de phase.....	9
1.3.3 Influence de la fréquence	10
1.3.4 Mesure du flux	13

CHAPITRE 2 MODÉLISATION DU MOTEUR RÉLUCTANT DIRECT

2.1 Introduction	17
2.2 Couple électromagnétique et force radiale	
2.2.1 Couple généralisé	17
2.2.2 Le couple électromagnétique	18
2.2.3 Force radiale.....	20
2.3 Méthode classique de commande	
2.3.1 Généralités	21
2.3.2 Allure des courants de phase.....	22
2.3.3 Inconvénients de la méthode classique	23
2.4 Nouvelle commande	
2.4.1 Principe	24
2.4.2 Couple électromagnétique.....	24
2.4.3 Allure des courants de phase.....	26
2.4.4 Ondulation du couple électromagnétique.....	28
2.4.5 Allure de la tension de phase	29
2.4.6 Résumé.....	31
2.4.7 Comparaison	32

2.5 Influence des inductances mutuelles	
2.5.1 Généralités	34
2.5.2 Couple produit par les inductances mutuelles.....	34
2.6 Influence de la saturation	
2.6.1 Généralités	35
2.6.2 Expression du flux avec saturation	35
2.6.3 Expression du couple avec saturation	37
2.6.4 Résultats	39
 CHAPITRE 3 RÉGLAGE DU COUPLE PAR MODE DE GLISSEMENT	
3.1 Introduction	43
3.2 Modélisation du réglage par mode de glissement	
3.2.1 Considérations générales.....	43
3.2.2 Modélisation du système moteur-onduleur dans le référentiel tournant	46
3.2.3 Modélisation du système moteur-onduleur dans le référentiel statorique.....	49
3.2.4 Fréquence de commutation	53
3.3 Stratégie de réglage des courants de phase	
3.3.1 Généralités	55
3.3.2 Réglage des courants triphasés par des régulateurs PI.....	55
3.3.3 Réglage des courants par mode de glissement dans le référentiel tournant	55
3.3.4 Réglage des courants par mode de glissement dans le référentiel statorique.....	57
3.3.5 Réglage du couple électromagnétique.....	60
3.4 Limites du réglage de couple	
3.4.1 Généralités	63
3.4.2 Limite théorique	64
3.4.3 Caractéristique couple - vitesse.....	67
3.5 Saut de couple	
3.5.1 Essais pratiques	68
3.5.2 Résultats de la simulation	69
3.5.3 Influence de la période d'échantillonnage et du temps de calcul.....	72
3.5.4 Caractéristique optimale	73
 CHAPITRE 4 RÉGLAGE DE VITESSE	
4.1 Introduction	75
4.2 Le capteur inductif intégré	
4.2.1 Principe de fonctionnement	76
4.2.2 Traitement des signaux	80
4.2.3 Résolution et limite	81
4.2.4 Comportement dynamique	82
4.2.5 Mise en œuvre	84

4.3 Erreurs générées par le capteur inductif	
4.3.1 Mesure de l'erreur statique.....	85
4.3.2 Influence de l'erreur de position sur la génération des consignes.....	86
4.3.3 Influence de l'erreur de position sur la mesure de vitesse	87
4.3.4 Compensation de l'erreur.....	88
4.3.5 Analyse harmonique de l'erreur relative de vitesse	92
4.4 Mesure de la vitesse	
4.4.1 Le capteur laser rotatif.....	94
4.4.2 Quantification de vitesse	96
4.4.3 Filtre de Butterworth	97
4.5 Le couple de charge	
4.5.1 Généralités	98
4.5.2 Les freins à hystérèse magnétique.....	98
4.6 Dimensionnement du régulateur de vitesse	
4.6.1 Choix du régulateur de vitesse	100
4.6.2 Système à régler	100
4.6.3 Organe de commande.....	101
4.6.4 Organe de mesure.....	102
4.6.5 Le régulateur de vitesse.....	104
4.7 Modèle de simulation	
4.7.1 Modèle de simulation général	107
4.7.2 Modèle du moteur réluctant	107
4.7.3 Modèle du régulateur de vitesse.....	108
4.7.4 Génération des consignes de courant et régulateur de courant	109
4.7.5 Modélisation du capteur inductif et du capteur laser	109
4.8 Simulation et mesures	
4.8.1 Moteur seul	109
4.8.2 Moteur avec la série de freins	113

CHAPITRE 5 ONDULATION DU COUPLE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

5.1 Introduction	115
5.2 Sensibilité par rapport aux ondulations de couple	
5.2.1 Modèle pour les oscillations de couple	115
5.2.2 Effet sur le couple en boucle fermée.....	116
5.2.3 Effet sur l'ondulation de vitesse.....	117
5.2.4 Domaine de mesure.....	118
5.2.5 Oscillations mécaniques.....	119
5.3 Mesure de l'ondulation de couple	
5.3.1 Principe de mesure du facteur de correction	122
5.3.2 Mesure de base.....	123
5.3.3 Influence de la position rotorique sur le facteur de correction.....	125
5.3.4 Enregistrement sur un tour mécanique complet.....	126
5.3.5 Influence du couple de charge et de la vitesse	128
5.3.6 Influence du sens de rotation.....	129

5.4 Utilisation du facteur de correction

5.4.1 Utilisation du facteur de correction en réglage de vitesse.....	131
5.4.2 Ondulation résiduelle de vitesse avec facteur de correction	133
5.4.3 Effet de la position absolue du rotor	134
5.4.4 Effet d'un couple de freinage élevé.....	134
5.4.5 Effet de la vitesse	134
5.4.6 Effet du sens de rotation.....	134
5.4.7 Conclusion	134

5.5 Comparaison avec une commande classique

5.5.1 Le convertisseur SLO-SYN	139
5.5.2 Régulateur de vitesse avec une commande classique	141
5.5.3 Comparaison des régulateurs de vitesse.....	142
5.5.4 Mesure du bruit acoustique	145

CHAPITRE 6 OBSERVATEUR POUR PERTURBATION VARIABLE

6.1 Introduction	147
-------------------------------	------------

6.2 Dimensionnement de l'observateur

6.2.1 Modèle de perturbation	148
6.2.2 Structure de l'observateur pour perturbation variable.....	150
6.2.3 Décomposition système à régler – modèle de perturbation	151
6.2.4 Equations d'état du système global.....	151
6.2.5 Calcul de l'intervention directe de la grandeur de perturbation.....	153
6.2.6 Détermination des coefficients de la contre-réaction d'état.....	155
6.2.7 Intervention directe de la grandeur de consigne.....	157
6.2.8 Structure du régulateur d'état.....	157

6.3 Imposition des pôles de l'observateur

6.3.1 Fonction de transfert en boucle fermée	159
6.3.2 Détermination du coefficient et du vecteur de contre-réaction	161
6.3.3 Réponse harmonique.....	163
6.3.4 Lieu des pôles.....	165
6.3.5 Vecteur de contre-réaction variable	167
6.3.6 Pôles de l'observateur numérique	170

6.4 Stabilité de l'observateur

6.4.1 Influence de l'estimation des constantes de temps.....	172
6.4.2 Pôles de l'observateur dans le régulateur de vitesse	173

6.5 Simulation numérique

6.5.1 Modèle de simulation.....	174
6.5.2 Simulation du système avec observateur pour perturbation variable.....	176
6.5.3 Influence de l'imposition des pôles.....	180
6.5.4 Influence de l'estimation des constantes de temps.....	180

6.6 Réalisation pratique	
6.6.1 Implémentation de l'observateur pour perturbation variable.....	185
6.6.2 Calcul des coefficients de contre-réaction	185
6.6.3 Fonctionnement à vitesse élevée.....	186
6.6.4 Mesure de l'ondulation de vitesse.....	187
6.6.5 Influence de l'estimation des constantes de temps.....	192
6.7 Conclusion	192
 CONCLUSION	 195
 ANNEXES	
Annexe 1	199
Annexe 2	201
Annexe 3	203
 BIBLIOGRAPHIE	 207
 GLOSSAIRE	 209
 CURRICULUM VITAE	 217

1. DESCRIPTION DU MOTEUR RÉLUCTANT

1.1 GENERALITES

1.1.1 Principe de fonctionnement

La figure 1.1 montre le principe de construction d'un moteur réductant classique [1]. Le rotor est composé d'un empilement de tôles magnétiques et ne possède ni enroulement ni aimant permanent. Le stator, également composé d'un empilage de tôles, possède un certain nombre de pôles saillants sur lesquels se trouve un enroulement. Dans le cas du moteur présenté à la figure 1.1, le stator possède six pôles saillants ou dents, tandis que le rotor en possède quatre. Il y a trois groupes d'enroulements disposés sur le stator selon la figure 1.1. Chaque groupe est constitué de deux bobinages en série. Un groupe d'enroulement est appelé phase, il s'agit donc d'un moteur triphasé.

Les formes classiques de moteurs réductants ont un nombre de dents stator : rotor de 6:4, comme l'exemple de la figure 1.1, ou 8:6, mais beaucoup d'autres configurations sont possibles : 4:2, 6:2, 6:8, 10:4, 12:8, etc.

Le courant dans les enroulements est fourni par un circuit intermédiaire à tension continue U_e à travers les interrupteurs I, II et III. Lorsque l'on ferme l'interrupteur I (figure de gauche), les dents du rotor s'alignent avec les pôles de la phase I pour se trouver dans une position d'équilibre stable. Lorsque l'on ferme l'interrupteur II (figure de droite), le rotor tourne de 30° dans le sens trigonométrique de façon à s'aligner sur la phase II. Ainsi, après l'alimentation successive des trois phases, le rotor se sera déplacé de 90° , soit d'une dent rotorique.

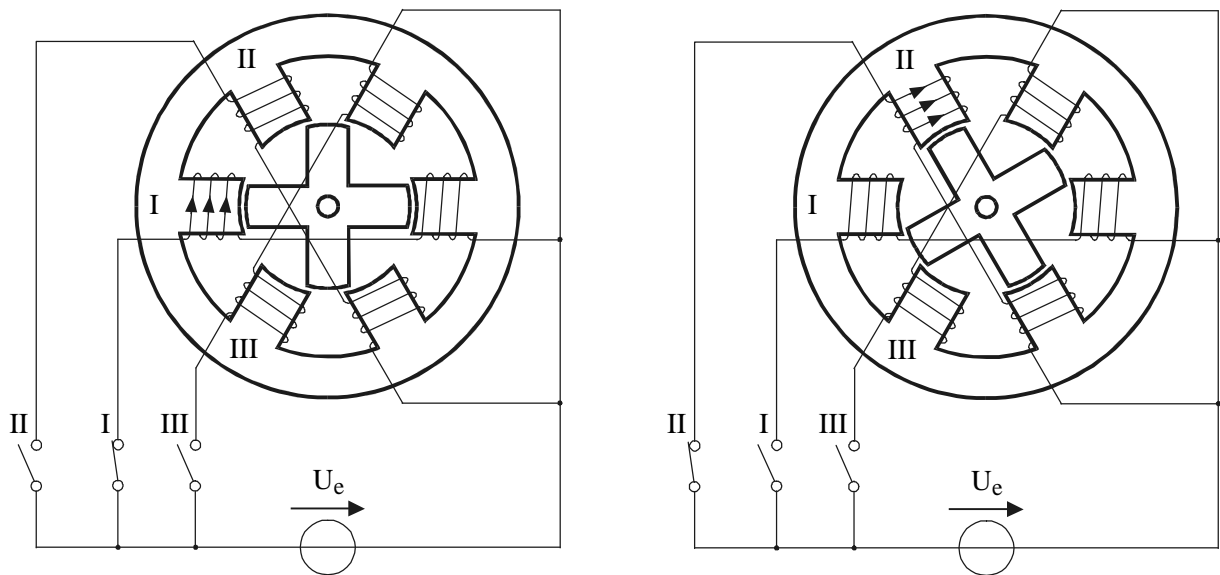


Fig. 1.1 Principe de fonctionnement d'un moteur réductant classique.

Le caractère synchrone de ce moteur implique que la fréquence fondamentale de commutation pour une phase est proportionnelle à la vitesse de rotation du rotor. D'abord, on peut définir les grandeurs suivantes :

Z_r	: nombre de dents au rotor	[1]
q	: nombre de phases	[1]
α	: angle de rotation mécanique du rotor	[rad]
θ	: angle dentaire (2π correspond à la rotation d'une dent)	[rad]
Ω	: vitesse angulaire mécanique ($d\alpha/dt$)	[rad/s]
ω	: vitesse angulaire dentaire ($d\theta/dt$)	[rad/s]

La fréquence fondamentale de commutation pour une phase devient

$$f_1 = \frac{\Omega}{2\pi} \cdot Z_r = \frac{\omega}{2\pi} \quad (1.1)$$

Pour un moteur à q phases, le nombre de pas par tour vaut qZ_r et le pas angulaire vaut

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{qZ_r} \quad (1.2)$$

1.1.2 Historique

Le concept du moteur réductant, appelé aussi moteur à réductance variable ou 'switched reluctance motor', a été breveté en 1838 [1]. A cette époque, on ne pouvait pas exploiter tout le potentiel d'un tel moteur. Le principal problème était l'incapacité de réaliser une commande permettant d'assurer rapidement la commutation du champ magnétique. En 1920, la marine britannique utilisait des moteurs réductant pour télémanipuler l'orientation des canons. La commutation des phases était assurée par une manivelle et des contacts mécaniques. Il faut attendre les années 1960 pour que les développements de l'électronique de puissance et la conception assistée par ordinateur donnent un nouveau départ au moteur réductant. Aujourd'hui, le niveau de performances du moteur réductant lui permet de rivaliser avec le moteur asynchrone ou le moteur 'brushless' dans de nombreuses applications à entraînements réglés.

De 1838 à 1960, les efforts ont été concentrés sur l'élaboration et l'amélioration de la structure du moteur, notamment pour augmenter le nombre de pas par tour. Un brevet a été déposé en 1919 par C.L. Walker, ingénieur civil à Aberdeen en Ecosse, pour l'invention d'une structure de moteur réductant permettant d'obtenir des pas angulaires ε très petits. Cette structure est présentée à la figure 1.2. Chaque pôle saillant statorique possède un groupe de dents ayant le même pas dentaire que les dents du rotor. Lorsque la phase I est alimentée, un flux magnétique circule selon le trajet indiqué en trait interrompu. Ce flux tend à aligner une partie des dents du rotor avec celles des deux pôles de la phase I. Les pôles des phases II et III sont décalés chacun d'un tiers de pas dentaire. Les relations (1.1) et (1.2) restent valables, mais cette fois, le nombre de dents au rotor peut être très élevé (ici $Z_r = 32$). On obtient également des pas angulaires petits avec les moteurs réductants multicircuits. Il s'agit de moteurs dont les circuits magnétiques statoriques liés aux différentes phases sont indépendants, comme dans le cas du moteur réductant à plusieurs disques décalés.

Les moteurs réluctants ayant un petit pas angulaire permettent en général de développer un très grand couple électromagnétique mais doivent se contenter de tourner à des vitesses assez faibles. Dans beaucoup d'applications, ces moteurs peuvent être connectés directement à la charge mécanique sans utiliser de réducteur. Pour cette raison, on les appellera moteurs réluctants directs. Le moteur réluctant direct faisant l'objet du présent travail est basé sur la structure du moteur de C. L. Walker.

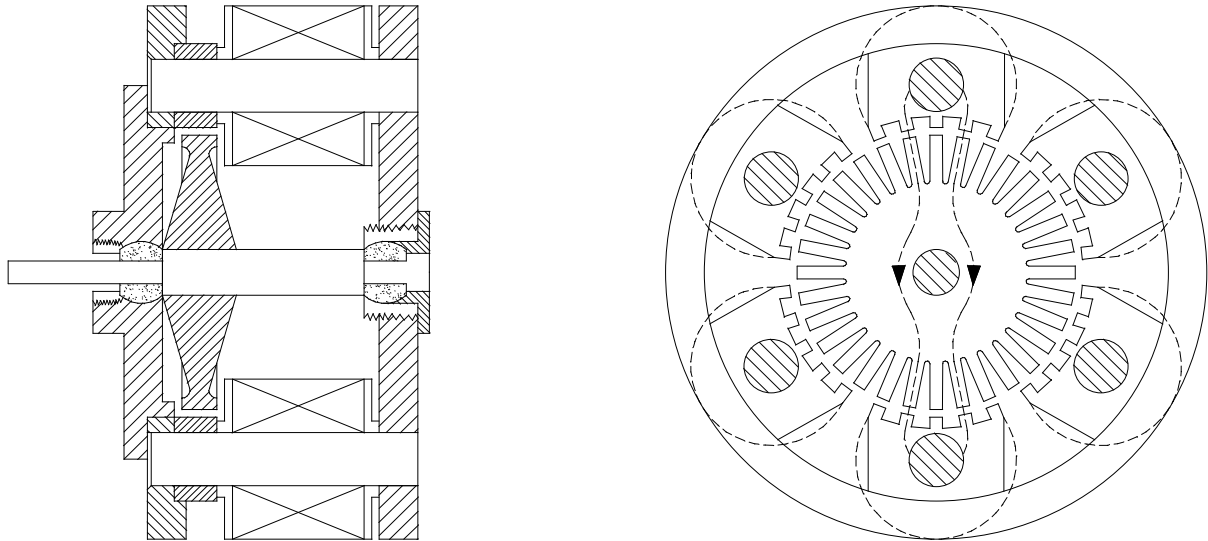


Fig. 1.2 Structure du moteur réluctant inventée par C. L. Walker.

1.1.3 Fonctionnement en boucle fermée

Pour le fonctionnement pas-à-pas tel qu'il est décrit au paragraphe 1.1.1, on suppose que le moteur est capable de suivre chaque impulsion. Cette méthode très simple, appelée commande en boucle ouverte, ne permet pas d'exploiter tout le potentiel des moteurs réluctants. En effet, il se peut que le moteur n'arrive pas à suivre tous les pas lorsque la fréquence de commutation devient trop élevée ou que l'inertie de la charge est trop grande. Il peut exister des domaines instables à basse fréquence, une fréquence limite de démarrage ainsi que des limites d'accélération et de fréquence absolue qui dépendent du couple résistant et de l'inertie [12]. De plus, la rotation du moteur avec une commande en boucle ouverte dénote un caractère oscillatoire [1].

Les performances du moteur réluctant peuvent être largement améliorées en utilisant une contre-réaction de position permettant de commuter la bonne phase au bon moment. Cette méthode est appelée commande en boucle fermée. Evidemment, la commande en boucle fermée nécessite un capteur de position fixé sur le rotor. Il peut s'agir d'un capteur optique incrémental ou d'un capteur inductif de position appelé aussi résolver. Outre l'avantage de garantir le synchronisme entre la commutation et la position du rotor, la commande en boucle fermée permet de moduler la forme du courant de phase en fonction de la position du rotor de manière à réduire l'ondulation du couple électromagnétique.

1.2 LE MOTEUR DE TEST

1.2.1 Structure

Le moteur réluctant direct de test utilisé pour toutes les vérifications expérimentales est le DDM 2225 de SUPERIOR ELECTRIC Company à Bristol, Connecticut. Sa structure, inspirée du moteur de C. L. Walker, est présentée à la figure 1.3 et détaillée en annexe 1. On constate que les pôles du stator sont en forme de 'E' de sorte que le flux magnétique se referme sur le même pôle. Il s'agit donc d'un moteur réluctant multicircuit car chaque phase possède un circuit magnétique indépendant. Cette structure permet de limiter la longueur parcourue par le flux dans le fer. Pour un moteur de cette taille, il n'est pas judicieux de laisser le flux magnétique se refermer à travers tout le rotor et la culasse statorique. En effet, pour accroître le couple électromagnétique, on essaie d'obtenir un maximum de variation de l'inductance de phase en fonction de la position du rotor. Or, on va montrer dans ce paragraphe qu'un long parcours dans le fer, donc une plus faible perméance du circuit ferromagnétique, a pour effet de réduire la variation d'inductance de phase.

La mesure de la position du rotor peut se faire à l'aide d'un capteur inductif intégré dans le boîtier du moteur. Le rotor du capteur est un prolongement du rotor du moteur et possède la même structure. Une étude détaillée du capteur inductif se trouve au chapitre 4.

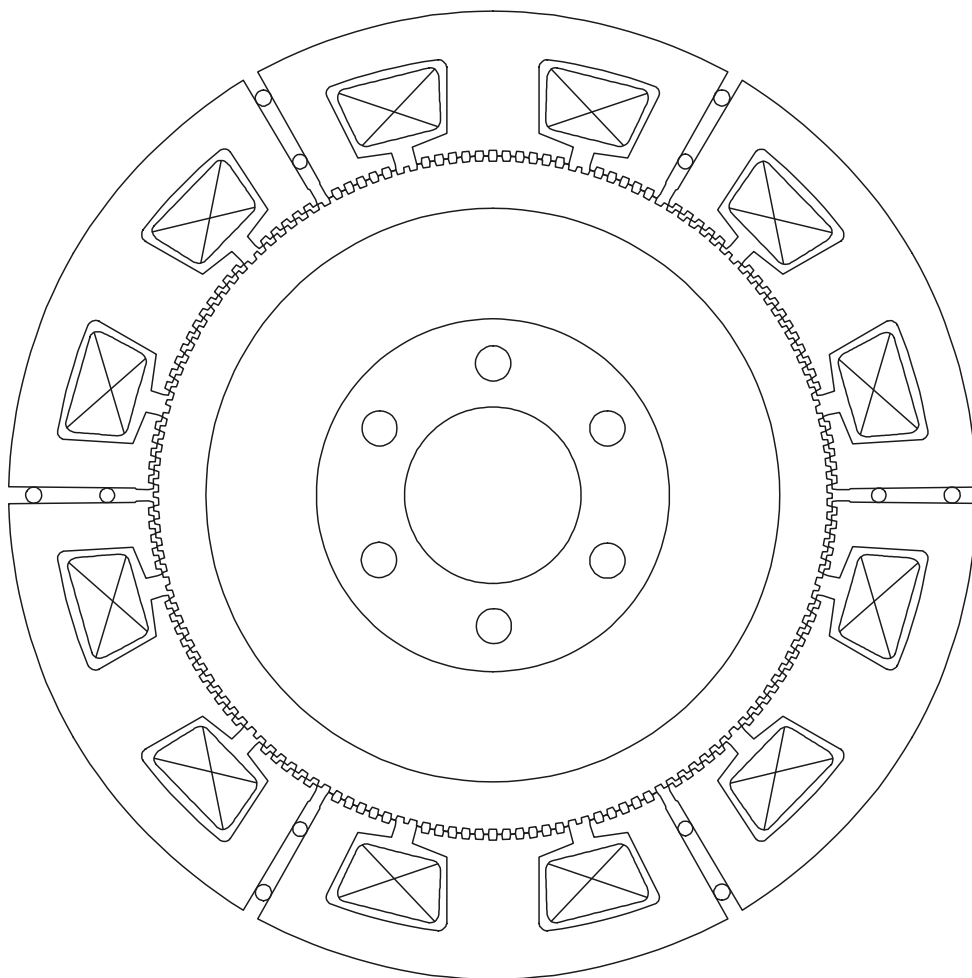


Fig. 1.3 Structure du moteur de test.

Pour mieux se rendre compte de l'influence de la perméance du circuit ferromagnétique sur la variation de l'inductance de phase, on utilisera le circuit magnétique simplifié de la figure 1.4, pour un pôle statorique. L'inductance de phase est constituée de deux pôles statoriques en série et s'exprime par la relation

$$L = 2 \cdot N^2 \Lambda = 2 \cdot N^2 \frac{\Lambda_{Fe} \cdot \Lambda_{\delta}}{\Lambda_{Fe} + \Lambda_{\delta}} \quad (1.3)$$

Si la perméance d'entrefer varie dans les limites suivantes :

$$\Lambda_{\delta} = \Lambda_{\delta 0} \pm \Delta \Lambda_{\delta} \quad (1.4)$$

la perméance équivalente peut se mettre sous la forme

$$\Lambda = \Lambda_0 \pm \Delta \Lambda \quad (1.5)$$

Le graphique de la figure 1.4 nous donne la valeur de la variation relative de la perméance de phase en fonction de la perméance relative du circuit ferromagnétique. Si la perméance du circuit ferromagnétique est infinie, toute la variation de perméance d'entrefer se retrouve sur la perméance de phase ($\Delta \Lambda / \Delta \Lambda_{\delta} = 1$). On remarque que le paramètre $\Delta \Lambda_{\delta} / \Lambda_{\delta 0}$ n'a que peu d'influence. En calculant les perméances d'après les données géométriques du moteur de test fournies en annexe 1, on obtient :

$$\frac{\Lambda_{Fe}}{\Lambda_{\delta 0}} = 2.7 \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta \Lambda}{\Delta \Lambda_{\delta}} = 54 \% \quad (1.6)$$

Ce résultat signifie que la variation de l'inductance propre de phase est près de la moitié plus faible que la variation de l'inductance au niveau de l'entrefer. Si le flux devait se refermer par la culasse statorique, la variation d'inductance deviendrait encore beaucoup plus faible.

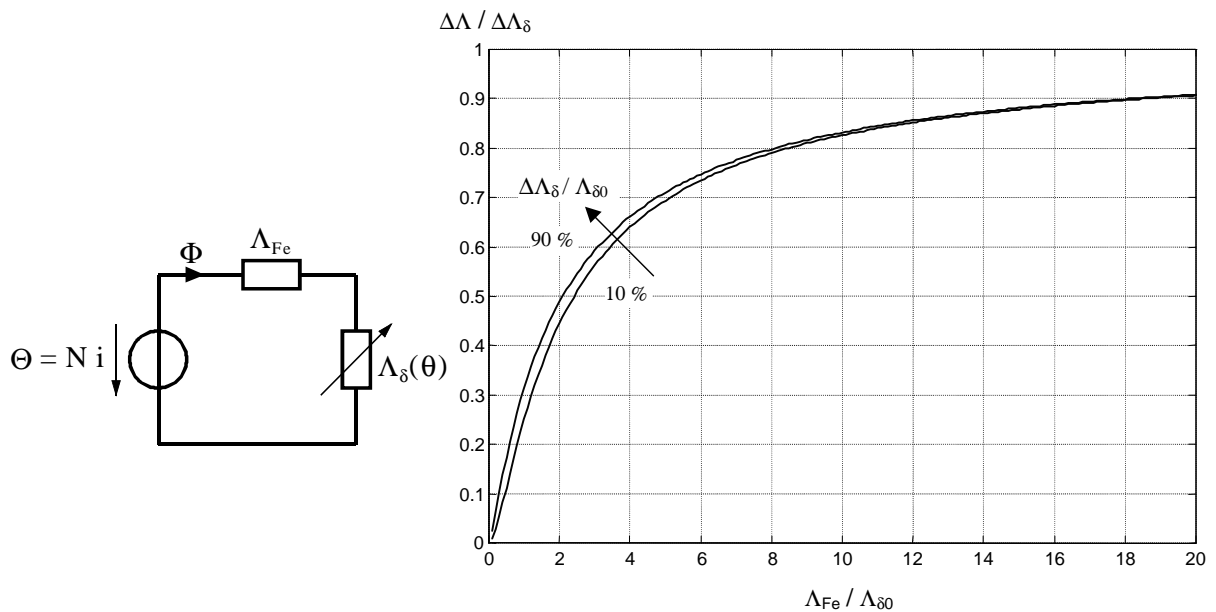


Fig. 1.4 Influence de la perméance du circuit ferromagnétique.

1.2.2 Caractéristiques

Les caractéristiques du moteur réluctant direct dépendent de la façon dont il est commandé. Superior Electric Company propose trois moteurs réluctants directs ayant exactement la même structure et le même diamètre mais avec des longueurs actives différentes. Le constructeur fournit un convertisseur spécialement conçu pour ce genre de moteur avec une tension continue au circuit intermédiaire de 300 V. La caractéristique du couple maximum en fonction de la vitesse de rotation est fournie par le fabricant et montrée à la figure 1.5. Le moteur de test est le plus long de la série (DDM – 2225). Les deux premiers chiffres de la désignation indiquent le diamètre extérieur en cm, tandis que les deux derniers indiquent la longueur totale en cm.

Le moteur de test peut donc produire un couple maximum de 126 Nm, mais ce couple diminue rapidement avec la vitesse de rotation. On remarque que les moteurs plus courts ont un couple plus faible car l'inductance de phase est plus petite. Et, comme la tension induite de mouvement devient plus faible, la décroissance du couple en fonction de la vitesse devient moins importante.

Les applications industrielles typiques d'un tel moteur sont les suivantes :

- Poursuite de trajectoire de grands télescopes de manière à compenser la rotation de la Terre pendant l'observation des astres.
- Orientation de grandes antennes paraboliques.
- Dans les tréfileries de câbles, lorsqu'il s'agit de tirer de la matière à travers une filière.

Il s'agit bien évidemment d'applications qui requièrent des couples importants mais dont la vitesse de rotation n'est pas très élevée.

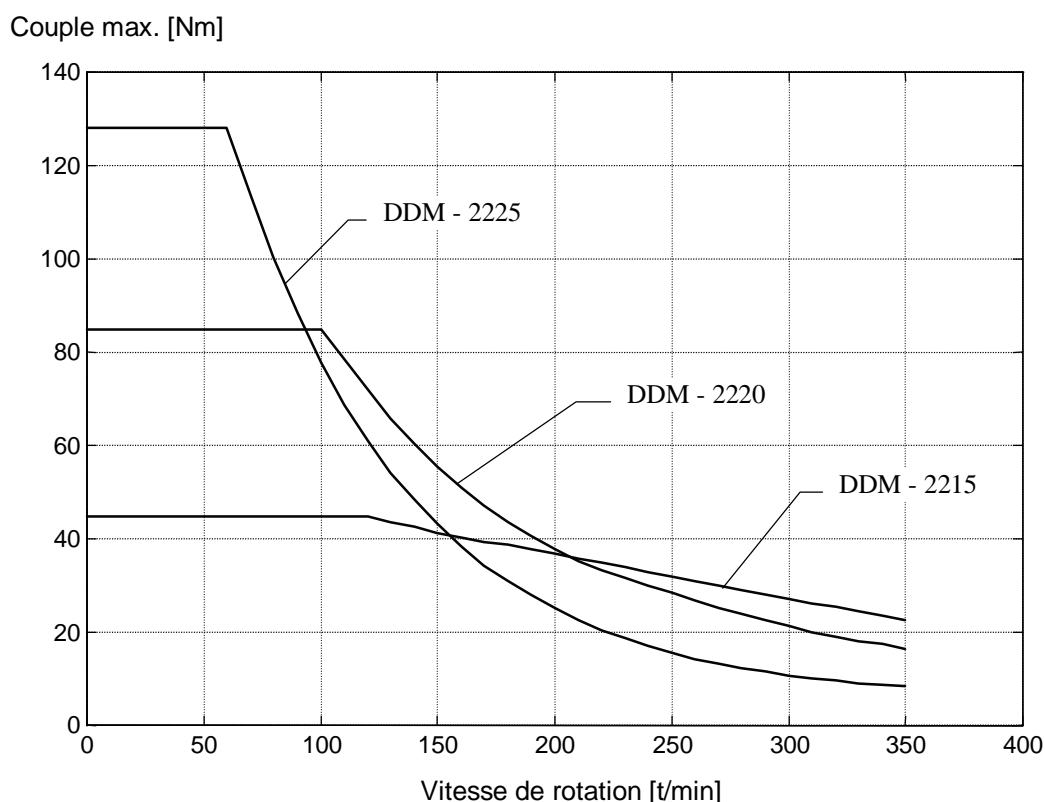


Fig. 1.5 Caractéristique couple-vitesse de différents moteurs réluctants directs.

1.3 MESURES DU MOTEUR DE TEST

1.3.1 Mesure des inductances de phase

Le principe de fonctionnement du moteur réluctant implique que les inductances de phases varient en fonction de la position du rotor. La mesure de ces inductances a été réalisée à rotor bloqué en injectant un courant alternatif dans une phase. L'inductance propre est calculée à partir de l'amplitude et du déphasage de la tension aux bornes de la phase alimentée. L'inductance mutuelle est déterminée par la mesure de la tension induite aux bornes d'une autre phase.

$$L_{11} = \frac{1}{2\pi f} \frac{\hat{U}_1}{\hat{I}_1} \sin \varphi_1 \quad (1.7)$$

$$L_{12} = \frac{1}{2\pi f} \frac{\hat{U}_2}{\hat{I}_1} \quad (1.8)$$

La figure 1.6 montre la mesure des inductances propres et mutuelles en fonction de la position du rotor pour un déplacement d'une dent rotorique. L'amplitude du courant de mesure vaut 4 A avec une fréquence de 20 Hz.

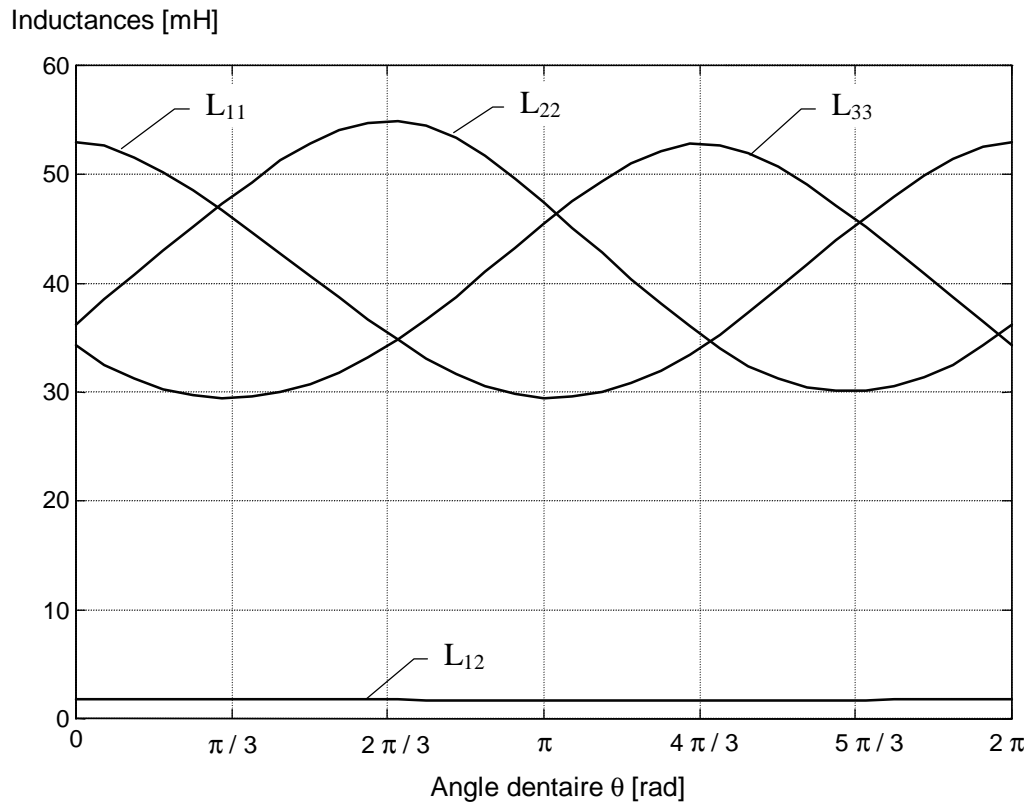


Fig. 1.6 Mesure des inductances propres et mutuelles en fonction de la position du rotor.

On constate que les inductances propres de phase varient pratiquement sinusoidalement avec la position du rotor et sont décalées chacune de 120° . La figure 1.7 montre la variation des inductances propres en fonction de la position du rotor. Il s'agit de la dérivée numérique de la mesure des inductances propres, $dL_{11}/d\theta$. Là aussi, on remarque une allure quasi sinusoidale.

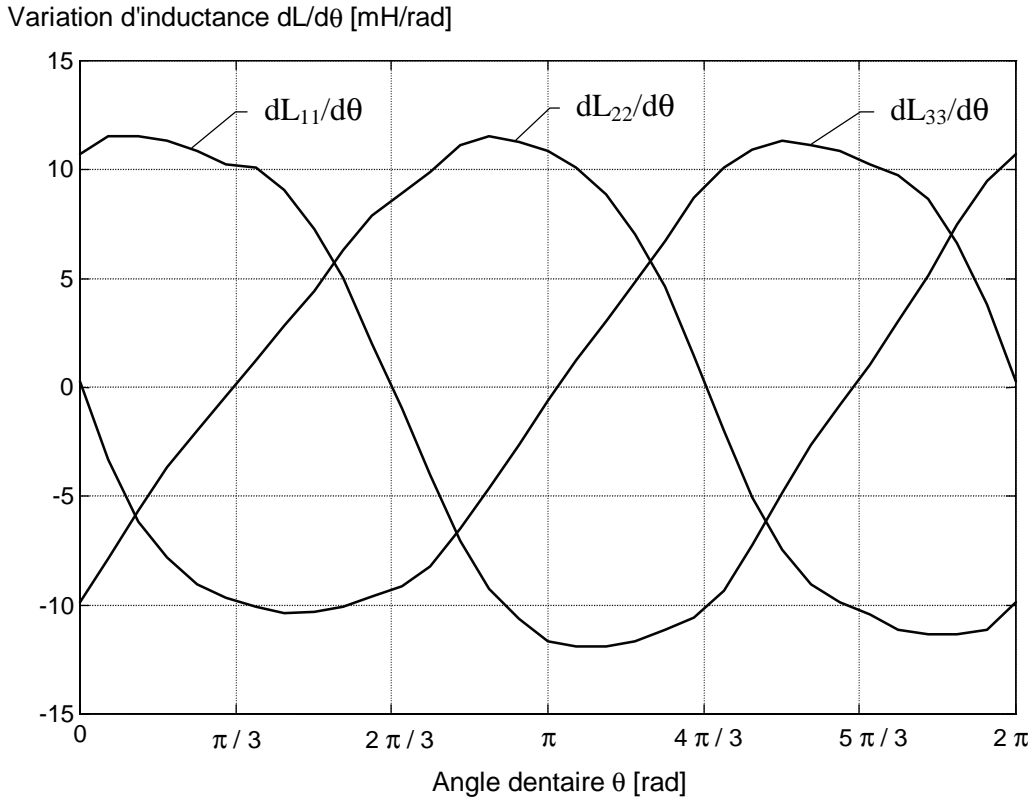


Fig. 1.7 Dérivées des inductances propres en fonction de la position du rotor.

En ce qui concerne l'inductance mutuelle entre phases, le graphe de la figure 1.6 montre qu'elle est beaucoup plus faible que les inductances propres. La mesure de l'inductance mutuelle entre la phase 1 et la phase 2 (L_{12}) est détaillée à la figure 1.8. Ainsi, les inductances propres et mutuelles peuvent être approchées par les fonctions suivantes :

$$\begin{aligned} L_{11} &= 42 + 12 \cos(\theta) & [\text{mH}] \\ L_{12} &= 1.75 + 0.08 \cos\left(\theta + \frac{\pi}{3}\right) & [\text{mH}] \end{aligned} \quad (1.9)$$

La valeur moyenne de l'inductance mutuelle ne représente que 4.2 % de l'inductance propre et sa variation, responsable du couple, ne représente que 0.7 % de la variation des inductances propres. Il n'est pas étonnant de constater que l'inductance mutuelle soit négligeable à cause du caractère séparé des pôles statoriques imposé par la structure du moteur. On va donc négliger les inductances mutuelles durant cette étude et les inductances propres de phase L_{11} , L_{22} , L_{33} seront appelées inductances de phase L_1 , L_2 et L_3 .

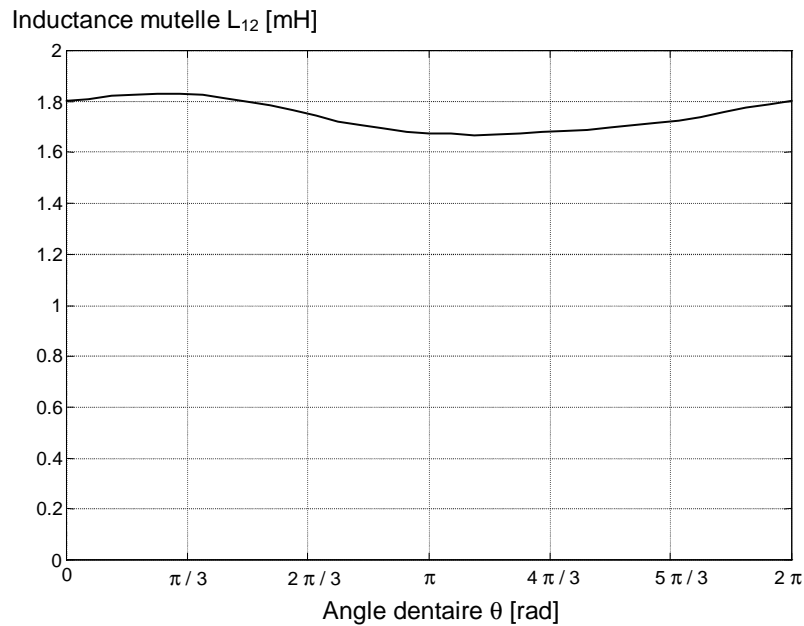


Fig. 1.8 Mesure de l'inductance mutuelle L_{12} en fonction de la position du rotor.

1.3.2 Influence de l'amplitude du courant de phase

L'amplitude du courant de phase influence l'inductance de phase de deux manières. A champ très faible, la perméabilité relative des tôles magnétiques s'effondre. D'autre part, à champ très élevé, le phénomène de saturation magnétique produit également une diminution de l'inductance de phase. La figure 1.9 montre l'inductance de phase en fonction de l'amplitude du courant de mesure. Ces phénomènes étant uniquement liés au circuit ferromagnétique, ils ont moins d'influence lorsque les dents du rotor sont désalignées et que l'entrefer est grand.

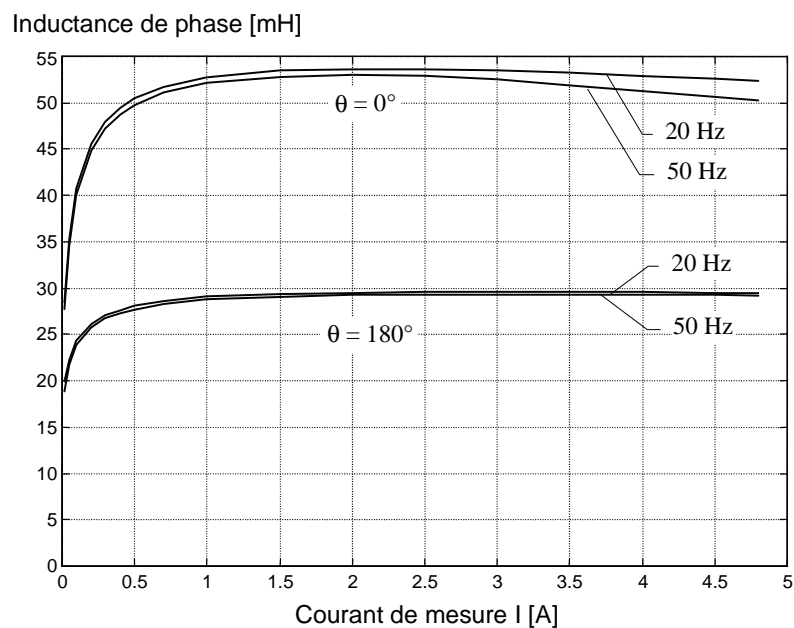


Fig. 1.9 Influence de l'amplitude du courant de phase.

1.3.3 Influence de la fréquence

Pour exprimer l'influence de la fréquence sur la résistance de phase R_s et l'inductance de phase L_s , on peut utiliser un modèle caractérisé par le circuit de la figure 1.10. D'après la relation (1.3), l'inductance de phase L_s peut se décomposer en deux inductances en parallèle. La première, $L_{Fe}(f)$, correspond au circuit ferromagnétique et ne dépend pas de la position du rotor mais de la fréquence d'alimentation f . La deuxième inductance, $L_\delta(\theta)$, correspond à l'entrefer et dépend de l'angle dentaire θ .

Les courants de Foucault provoquent non seulement des pertes mais aussi une diminution apparente de la perméabilité, liée à l'atténuation du champ magnétique à l'intérieur de la matière. D'après [3], l'induction moyenne dans une tôle magnétique est donnée par la relation suivante :

$$B = \mu_0 \mu_r \frac{\sqrt{2}}{\beta b} \sqrt{\frac{\cosh \beta b - \cos \beta b}{\cosh \beta b + \cos \beta b}} H_0 \quad (1.10)$$

$$\text{avec :} \quad \beta = \sqrt{\frac{2\pi f \mu_0 \mu_r}{2\rho}} \quad (1.11)$$

où : ρ : résistivité de la tôle [$\Omega \cdot m$]
 b : épaisseur de la tôle [m]

Ainsi, l'inductance apparente L_{Fe} doit suivre la fonction

$$L_{Fe}(f) = L_{Fe0} \frac{\sqrt{2}}{\alpha_0 \sqrt{f}} \sqrt{\frac{\cosh(\alpha_0 \sqrt{f}) - \cos(\alpha_0 \sqrt{f})}{\cosh(\alpha_0 \sqrt{f}) + \cos(\alpha_0 \sqrt{f})}} \quad (1.12)$$

où α_0 et L_{Fe0} sont des paramètres constants du modèle.

Finalement, l'inductance de phase $L_s(f, \theta)$ est déterminée par la relation

$$L_s(f, \theta) = \frac{L_{Fe}(f) \cdot L_\delta(\theta)}{L_{Fe}(f) + L_\delta(\theta)} \quad (1.13)$$

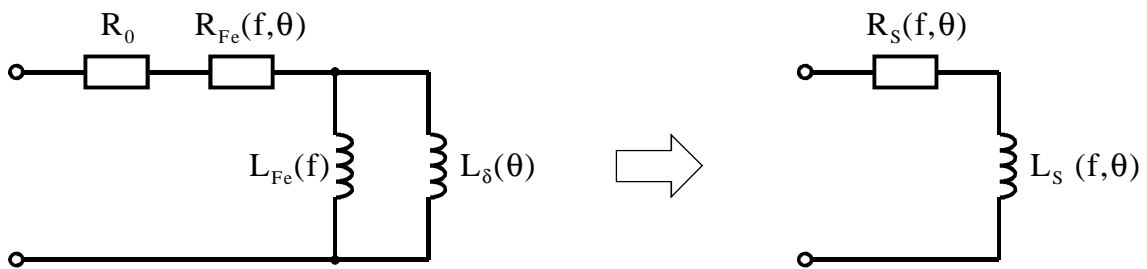


Fig. 1.10 Modèle d'une phase.

On obtient l'inductance d'entrefer $L_\delta(\theta)$ par une mesure de l'inductance de phase à une fréquence donnée $L_S(f_0, \theta)$.

$$L_\delta(\theta) = \frac{L_{Fe}(f_0) \cdot L_S(f_0, \theta)}{L_{Fe}(f_0) - L_S(f_0, \theta)} \quad (1.14)$$

La résistance de phase $R_S(f, \theta)$ modélise toutes les pertes énergétiques de la phase. Elle peut se décomposer en deux résistances en série. La première, R_0 , représente la résistance des enroulements. Ici, cette résistance est considérée constante et peut se mesurer à l'aide d'un courant continu.

$$R_0 = 0.35 \, \Omega \quad (1.15)$$

En fait, cette résistance varie légèrement en fonction de la température et de la fréquence par l'effet pelliculaire.

La résistance $R_{Fe}(f, \theta)$ modélise les pertes dans le circuit ferromagnétique. Les pertes magnétiques massiques à champs moyens et forts ($0.2 \, \text{T} \leq B \leq 1.5 \, \text{T}$) se calculent à partir d'une expression empirique du type [3] :

$$p = \eta B^a f + e B^2 f^2 \quad [\text{W} / \text{kg}] \quad (1.16)$$

Le premier terme représente les pertes par hystérésis évaluées selon la formule de Steinmetz. La valeur de l'exposant a reste toujours voisine de 1.6. Le deuxième terme représente les pertes par courants de Foucault. L'induction B est proportionnelle à l'inductance de phase L_S et au courant de phase I .

$$B \approx L_S(f, \theta) \cdot I \quad (1.17)$$

La résistance R_{Fe} est donnée par :

$$R_{Fe}(f, \theta) \approx \frac{p}{I^2} \quad (1.18)$$

En insérant (1.17) dans (1.16) et le résultat dans (1.18), on obtient :

$$R_{Fe}(f, \theta) = \alpha_1 L_S^{1.6}(f, \theta) \cdot I^{-0.4} \cdot f + \alpha_2 L_S^2(f, \theta) \cdot f^2 \quad (1.19)$$

où α_1 et α_2 sont des paramètres constants du modèle.

On constate que la résistance R_{Fe} dépend du courant de phase à cause des pertes par hystérésis. La figure 1.11 montre la comparaison entre le modèle et les mesures pour l'inductance de phase L_S pour différentes positions angulaire (θ). La figure 1.12 montre la même comparaison pour la résistance de phase R_S . Les mesures ont été effectuées avec un courant de phase $I = 2 \, \text{A}$ efficace. On voit que le modèle décrit ci-dessus donne de bons résultats. L'inductance du circuit ferromagnétique L_{Fe0} est calculée en annexe 1 tandis que les paramètres α_0 , α_1 et α_2 sont déterminés par la méthode des moindres carrés. On obtient :

$$R_0 = 0.35 \, \Omega \quad L_{Fe0} = 160 \, \text{mH} \quad \alpha_0 = 0.061 \quad \alpha_1 = 0.35 \quad \alpha_2 = 0.0022$$

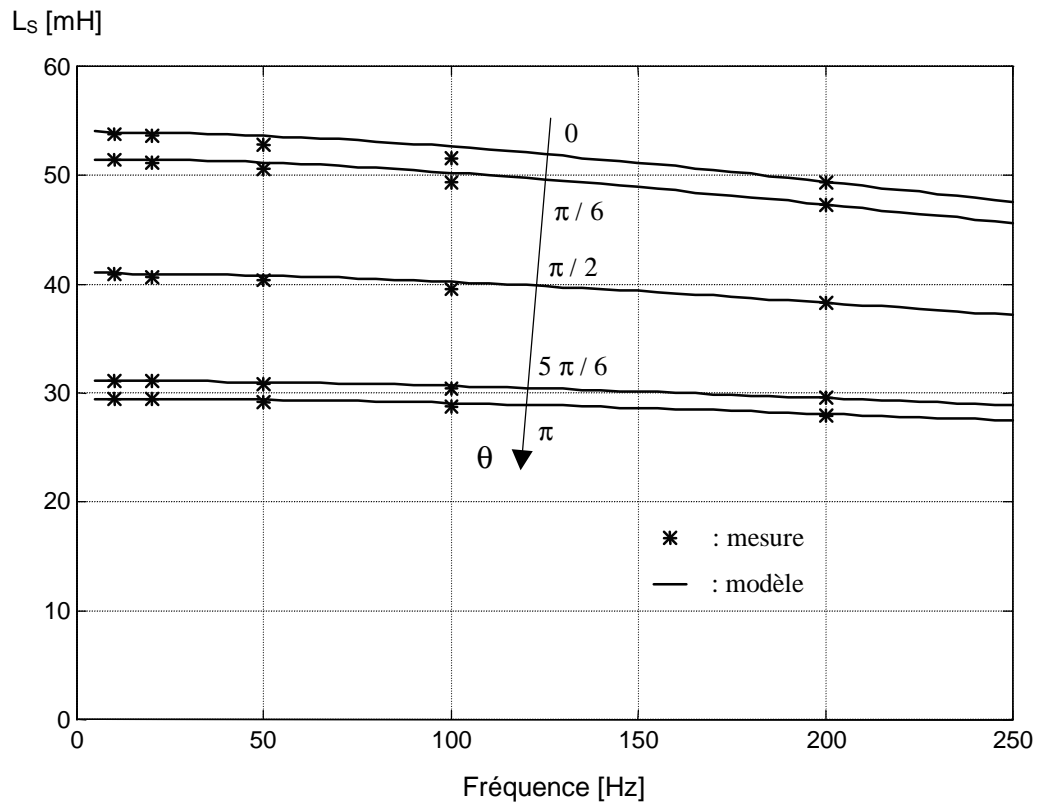


Fig. 1.11 Comparaison mesure – modèle pour l'inductance de phase.

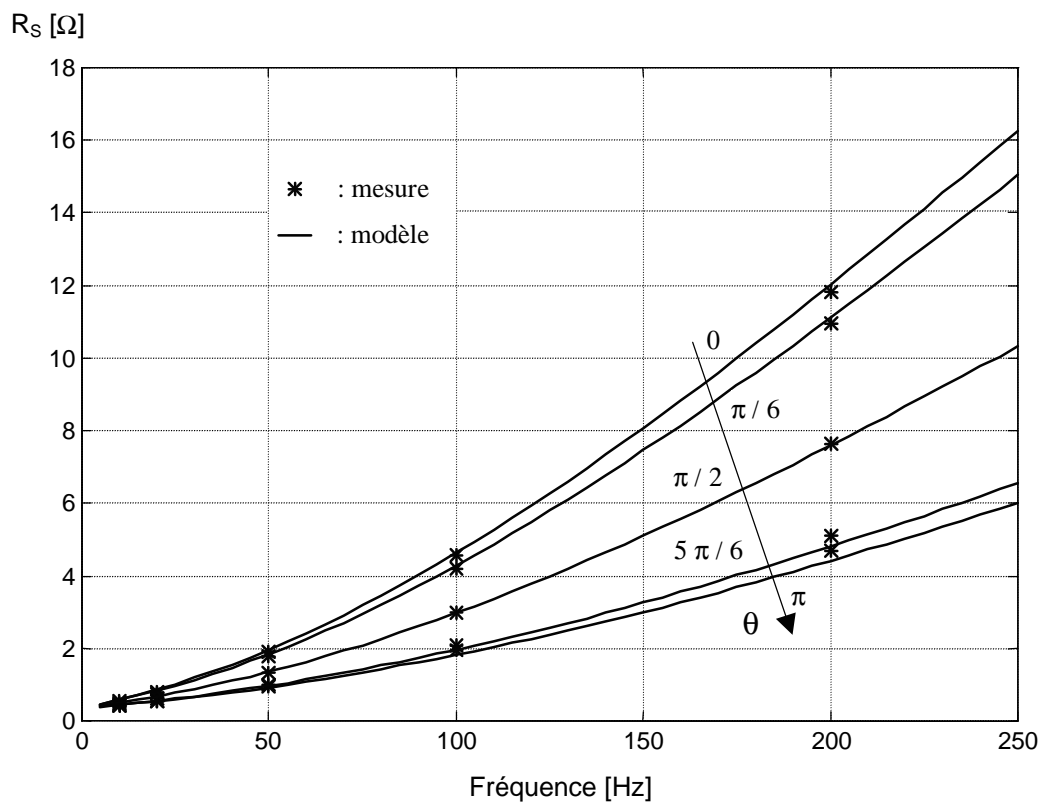


Fig. 1.12 Comparaison mesure – modèle pour la résistance de phase.

1.3.4 Mesure du flux

Lorsque le courant de phase est élevé et que les dents du rotor sont alignées ($\theta = 0$), le champ magnétique devient important et provoque une saturation des tôles magnétiques. Pour mettre en évidence le phénomène de saturation, on mesure le flux totalisé Ψ en fonction du courant de phase, en bloquant mécaniquement le rotor à un angle θ donné. Le flux magnétique Ψ est reconstitué à partir de la mesure de la tension et du courant de phase.

En toute généralité, la tension de la phase 1 est donnée par l'expression :

$$u_1 = R_1 i_1 + \frac{d\Psi_1(i_1, \theta)}{dt} \quad (1.20)$$

En intégrant (1.20) de 0 à t_1 , on obtient :

$$\int_0^{t_1} [u_1(t) - R_1 i_1(t)] dt = \int_0^{t_1} \frac{d\Psi_1(i_1(t), \theta)}{dt} dt \quad (1.21)$$

Comme le rotor est bloqué à un angle θ donné :

$$\begin{aligned} \int_0^{t_1} \frac{d\Psi_1(i_1(t), \theta = cste)}{dt} dt &= \int_0^{t_1} \frac{\partial \Psi_1(i_1(t), \theta)}{\partial i_1} \frac{di_1}{dt} dt = \int_{i_1(0)}^{i_1(t_1)} \frac{\partial \Psi_1(i_1, \theta)}{\partial i_1} di_1 \\ &= \Psi_1(i_1(t_1)) - \Psi_1(i_1(0)) \end{aligned} \quad (1.22)$$

En supposant que la valeur initiale du flux est nulle et en insérant le résultat (1.22) dans la relation (1.21), on obtient pour le flux totalisé :

$$\Psi_1(i_1(t_1)) = \int_0^{t_1} [u_1(t) - R_1 i_1(t)] dt \quad (1.23)$$

La mesure du flux consiste donc à appliquer une impulsion de tension aux bornes d'une phase du moteur au moyen d'un variateur de courant continu, comme le suggère le schéma de la figure 1.13. En variant la durée de l'impulsion t_1 , on va imposer la valeur maximale du courant de phase $i_1(t_1)$. Le flux $\Psi_1(i_1(t_1))$ associé à ce courant est reconstitué analogiquement selon la relation (1.23).

L'oscillogramme de la figure 1.14 montre l'allure de la tension et du courant de phase ainsi que la reconstitution du flux magnétique lorsque les dents du rotor sont alignées avec celles du stator ($\theta = 0$). En examinant cette figure, on constate que le courant croît plus rapidement lorsque le phénomène de saturation magnétique apparaît. En effet, la saturation implique une diminution de l'inductance de phase et autorise ainsi une plus grande variation du courant de phase.

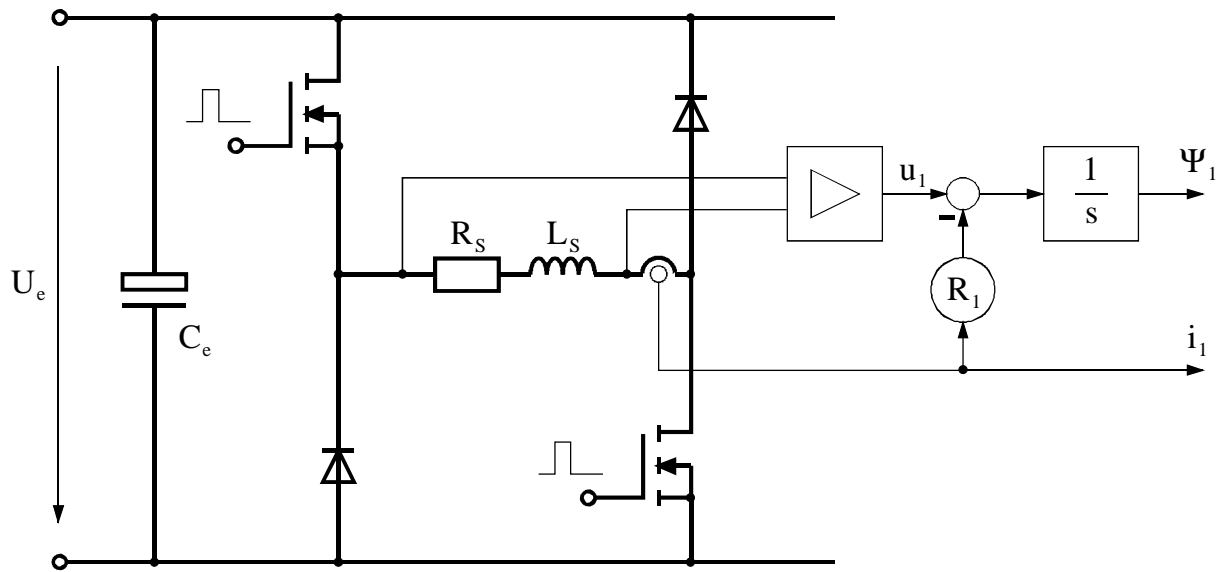


Fig. 1.13 Circuit permettant de mesurer le flux magnétique en fonction du courant.

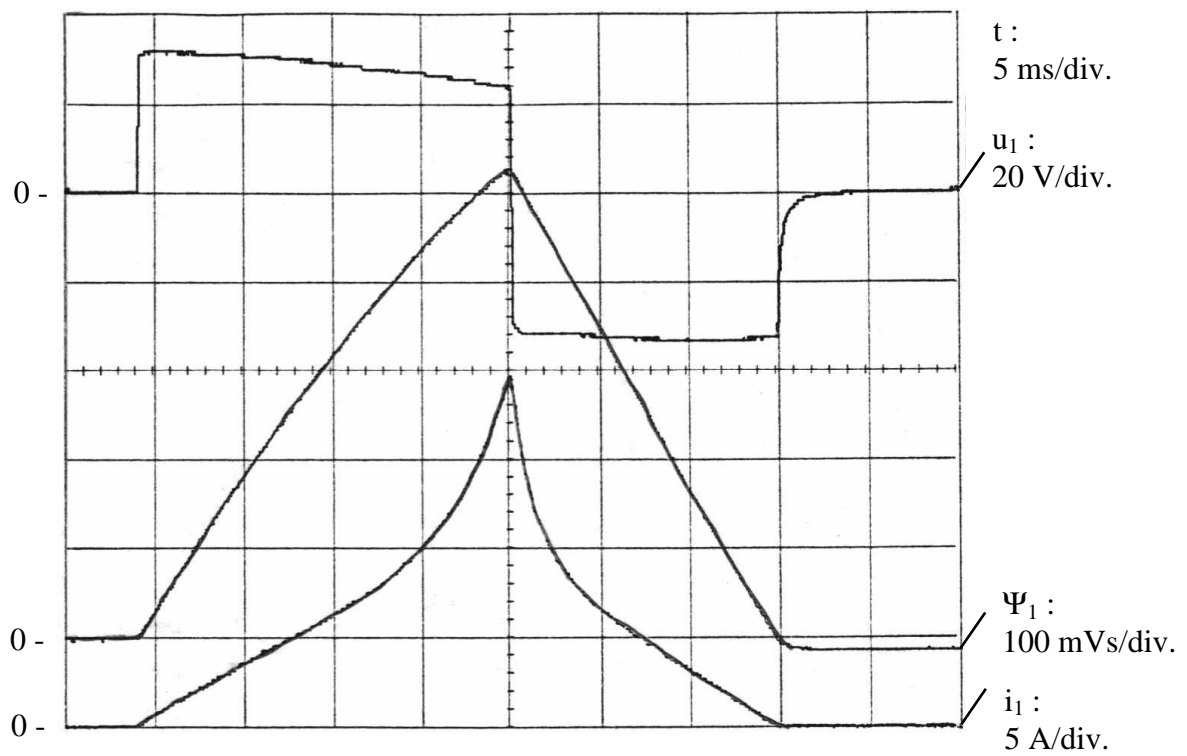


Fig. 1.14 Oscillogramme de la tension, du courant de phase et du flux magnétique reconstitué.

L'oscillogramme en (X-Y) du flux magnétique en fonction du courant de phase est présenté à la figure 1.15 dans les mêmes conditions de mesure que la figure 1.14. On peut constater un léger phénomène d'hystérésis magnétique.

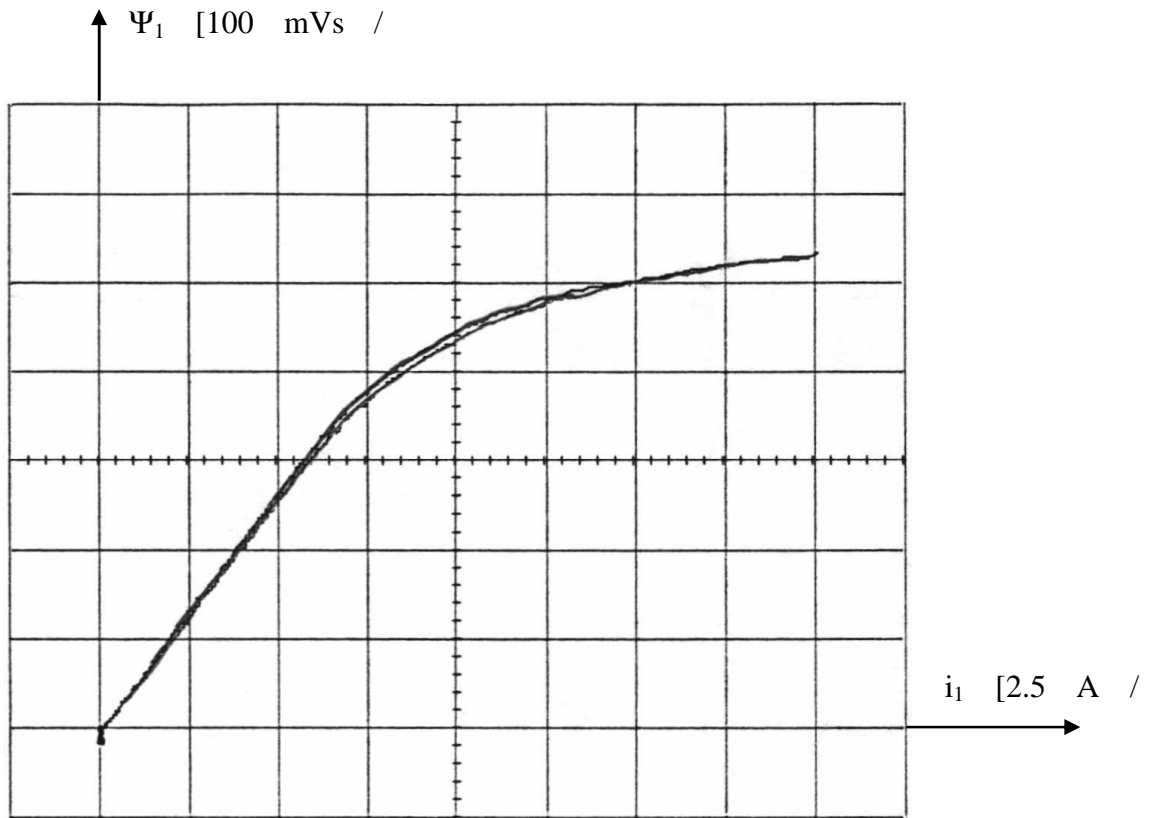


Fig. 1.15 Oscillogramme du flux magnétique en fonction du courant de phase.

La mesure du flux en fonction du courant de phase pour différentes positions du rotor est présentée à la figure 1.16. On constate qu'il n'y a pratiquement pas de saturation lorsque les dents du rotor sont désalignées ($\theta = \pi$). Ainsi, la variation d'inductance $\Delta L = \Delta \Psi / i$ par rapport à l'angle dentaire diminue avec la saturation et le couple électromagnétique s'en trouve réduit. L'influence de la saturation sur la génération du couple électromagnétique sera étudiée en détail à la section 2.6.

La figure 1.17 représente la mesure du flux en fonction du courant de phase et de la position du rotor.

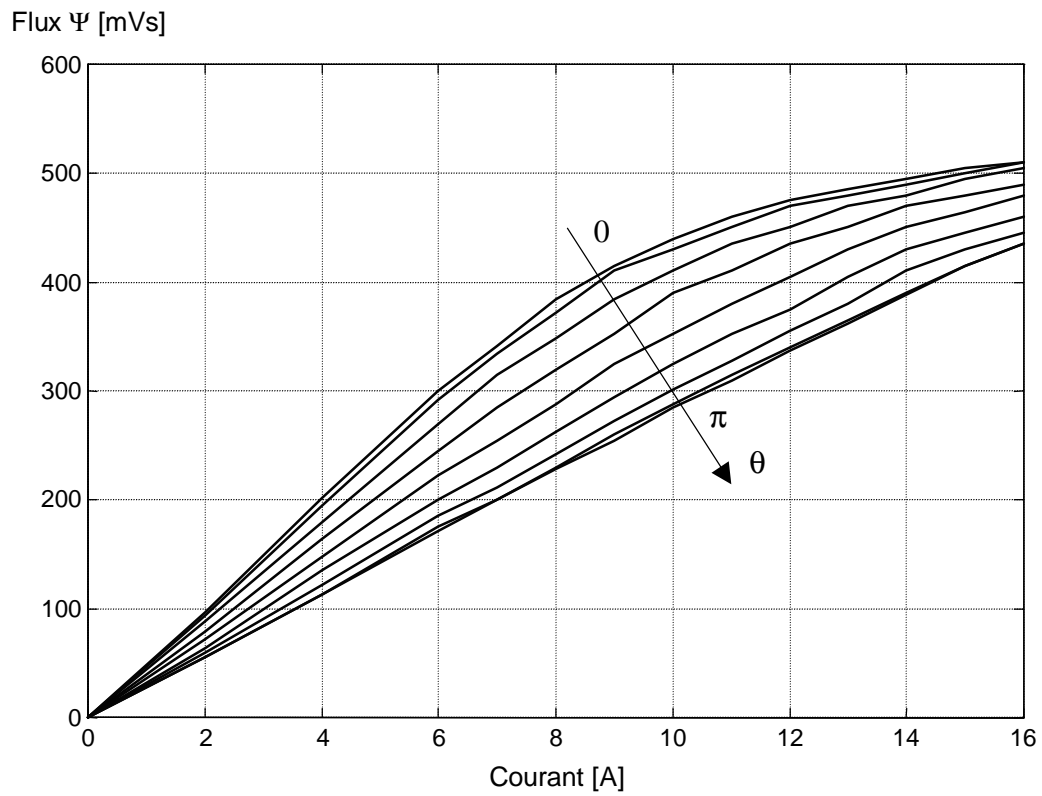


Fig. 1.16 Mesure du flux en fonction du courant de phase pour différentes positions du rotor.

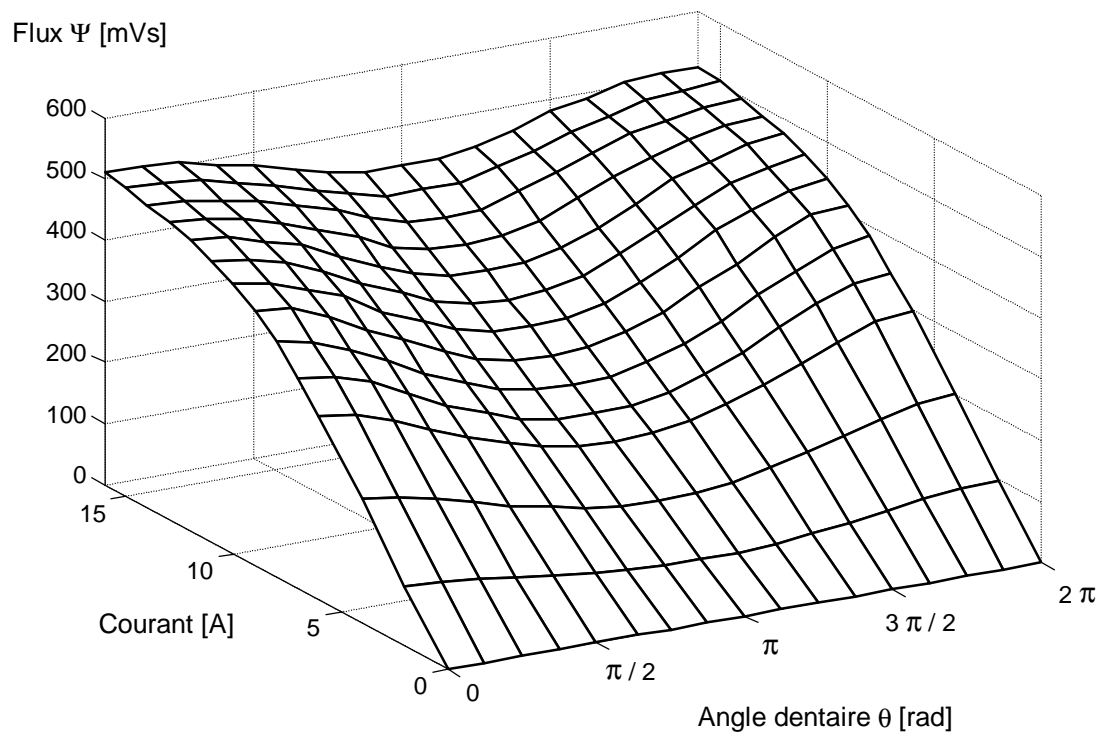


Fig. 1.17 Mesure du flux en fonction du courant de phase et de la position du rotor.

2. MODELISATION DU MOTEUR RÉLUCTANT DIRECT

2.1 INTRODUCTION

Selon Pythagore « tout est nombre », selon Einstein « tout est géométrie », selon Bohr « tout est probabilité » ! Lequel de ces trois penseurs géniaux a raison ? Probablement tous les trois... car on sait que l'interprétation théorique de l'observation et de la mesure nécessite le recours à une structure formalisée, appelée modèle, laquelle exige des hypothèses de base, c'est-à-dire des choix, pour fixer le cadre de référence [4]. La modélisation constitue la première étape dans l'étude de tout système mécatronique. De l'établissement d'un modèle théorique fiable, dépendra le bon déroulement de toutes les parties ultérieures de l'étude qui consistent, entre autres, à choisir la structure de réglage adéquate et à concevoir les organes de réglages et de commandes. Un bon modèle théorique doit rendre compte de tous les phénomènes que l'on désire étudier en étant le plus simple possible.

A la section 2.2, on développera un modèle simple du moteur réluctant direct qui permettra de donner une expression générale du couple électromagnétique en fonction de la valeur instantanée des trois courants de phase et de la position du rotor. On donnera également une expression approchée de l'importante force radiale qui règne dans ce type de moteur.

La méthode classique de commande, habituellement utilisée pour les moteurs réluctants sera présentée en détail à la section 2.3. Certaines considérations théoriques permettront de soulever les inconvénients de cette méthode.

La nouvelle méthode de commande où les trois phases sont connectées en étoile sera présentée à la section 2.4. Avec cette nouvelle topologie, il faudra déterminer l'allure des trois courants de phase en fonction de la position du rotor de manière à produire un couple électromagnétique constant.

Bien que les inductances mutuelles soient très faibles, on étudiera leur influence sur le couple électromagnétique à la section 2.5.

A la section 2.6, on montrera que la saturation magnétique produit une ondulation du couple électromagnétique.

2.2 COUPLE ELECTROMAGNETIQUE ET FORCE RADIALE

2.2.1 Couple généralisé

La figure 2.1 représente le flux totalisé Ψ en fonction du courant circulant dans le bobinage d'un système réluctant quelconque. Selon les surfaces hachurées, on peut définir l'énergie magnétique W_{mag} et la coénergie magnétique W'_{mag} [12].

De manière tout à fait générale, pour un système électromagnétique comprenant q circuits électriques (q phases) et un degré de liberté mécanique (par ex. l'angle rotorique α), on peut écrire les relations suivantes pour l'énergie et la coénergie magnétique :

$$W_{mag} = \sum_{k=1}^q \int_0^{\Psi_k} i_k \cdot d\Psi_k \quad W'_{mag} = \sum_{k=1}^q \int_0^{i_k} \Psi_k \cdot di_k \quad (2.1)$$

Le couple électromagnétique M_e peut être déterminé en dérivant l'énergie ou, de façon plus pratique, la coénergie magnétique par rapport la variation angulaire du rotor α .

$$M_e = -\frac{\partial W_{mag}}{\partial \alpha} = \frac{\partial W'_{mag}}{\partial \alpha} \quad (2.2)$$

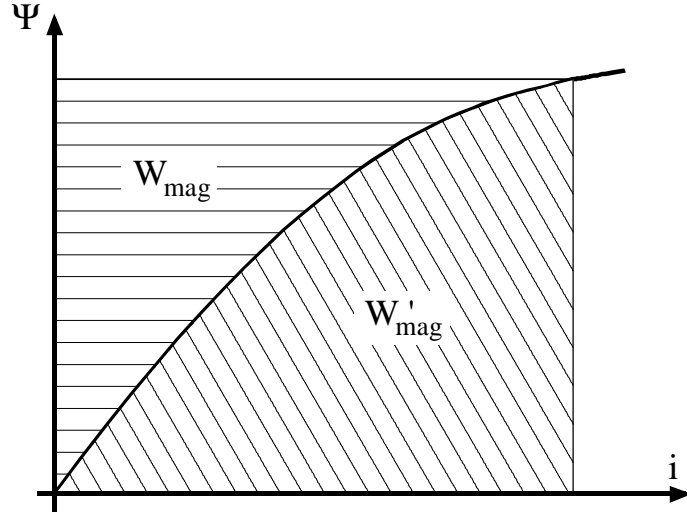


Fig. 2.1 Flux totalisé Ψ en fonction du courant pour un système réluctant quelconque.

En insérant (2.1) dans (2.2), on obtient le couple généralisé produit par les courants i_1 à i_q dans le cas d'un milieu quelconque.

$$M_e = \sum_{k=1}^q \int_0^{i_k} \frac{\partial \Psi_k(i_k, \alpha)}{\partial \alpha} di_k = \sum_{k=1}^q \sum_{j=1}^q \int_0^{i_k} \frac{\partial L_{kj}(i_k, \alpha)}{\partial \alpha} i_j di_k \quad (2.3)$$

2.2.2 Le couple électromagnétique

Le couple électromagnétique du moteur réluctant est déduit de l'expression du couple généralisé (2.3) à laquelle on applique trois hypothèses simplificatrices.

1^{ère} hypothèse : Les inductances mutuelles sont beaucoup plus faibles que les inductances propres de phase.

La validité de cette hypothèse a été constatée au paragraphe 1.3.1 et sera vérifiée plus en détail à la section 2.5. Par ailleurs, dans le cas du moteur réluctant direct, il est judicieux de faire un changement de variable de façon à introduire l'angle dentaire θ à la place de l'angle mécanique α selon la définition du paragraphe 1.1.1.

$$\theta = Z_r \cdot \alpha \quad (2.4)$$

De plus, comme le moteur possède 3 phases, le couple électromagnétique devient :

$$M_e = Z_r \cdot \sum_{k=1}^3 \int_0^{i_k} \frac{\partial \Psi_k(i_k, \theta)}{\partial \theta} di_k = Z_r \cdot \sum_{k=1}^3 \int_0^{i_k} \frac{\partial L_k(i_k, \theta)}{\partial \theta} i_k di_k \quad (2.5)$$

Il faut noter la différence fondamentale avec le moteur synchrone réluctant qui exploite le couple réluctant d'un moteur synchrone sans excitation ([23], [26]). Car, dans ce type de moteur, les inductances mutuelles jouent un rôle essentiel pour la génération d'un couple électromagnétique indépendant de la position du rotor.

2^{ème} hypothèse : Le système est linéaire. (milieu non saturable et sans hystérésis)

Cette hypothèse permet de simplifier considérablement le problème. La prise en compte du phénomène de saturation magnétique sera étudiée à la fin du chapitre à titre de comparaison. Si le système est linéaire, les inductances ne dépendent pas du courant et le couple électromagnétique peut alors s'écrire :

$$M_e = \frac{Z_r}{2} \left[\frac{dL_1}{d\theta} i_1^2 + \frac{dL_2}{d\theta} i_2^2 + \frac{dL_3}{d\theta} i_3^2 \right] \quad (2.6)$$

3^{ème} hypothèse : Variation sinusoïdale et symétrique des inductances de phase en fonction de l'angle dentaire θ .

Cette dernière hypothèse, vérifiée par le graphe de la figure 1.6, permet d'écrire le couple électromagnétique en fonction de la position du rotor et des trois courants de phase. On suppose que les inductances de phase et leur dérivée suivent les fonctions suivantes :

$$L_k = L_0 + \Delta L \cos\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \quad k = 1, 2, 3 \quad (2.7)$$

$$\frac{dL_k}{d\theta} = -\Delta L \sin\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \quad k = 1, 2, 3 \quad (2.8)$$

Finalement, avec ces trois hypothèses, on peut écrire l'expression du couple électromagnétique en fonction de la position du rotor θ et de la valeur instantanée des trois courants de phase.

$$M_e = -\frac{1}{2} Z_r \Delta L \cdot \left[\sin(\theta) \cdot i_1^2 + \sin\left(\theta - \frac{2\pi}{3}\right) \cdot i_2^2 + \sin\left(\theta + \frac{2\pi}{3}\right) \cdot i_3^2 \right] \quad (2.9)$$

L'approximation de la variation des inductances de phase par la relation (2.8) aura pour conséquence une légère ondulation du couple électromagnétique. Deux méthodes permettant de compenser cette ondulation seront présentées aux chapitres 5 et 6.

2.2.3 Force radiale

Lorsqu'une phase est alimentée, les deux pôles correspondants exercent chacun une force d'attraction sur le rotor. Ces deux forces sont antagonistes, de sorte qu'il n'y a pas d'effort sur l'axe du moteur mais une déformation du rotor liée à la contrainte mécanique est à envisager. L'évaluation détaillée de la force radiale est assez délicate. Aussi, on se contentera d'une expression approchée pouvant donner un ordre de grandeur. On peut déterminer la force radiale en dérivant la coénergie magnétique par rapport à la largeur d'entrefer δ . Pour cela, on utilise le modèle de phase de la figure 1.10 en décomposant l'inductance de phase L_k en une inductance du circuit ferromagnétique L_{Fe} et une inductance d'entrefer L_δ en parallèle.

$$\frac{1}{L_k(\theta, \delta)} = \frac{1}{L_{Fe}} + \frac{1}{L_\delta(\theta, \delta)} \quad (2.10)$$

Cependant, pour connaître avec précision l'inductance d'entrefer L_δ en fonction de l'angle dentaire θ et de la largeur d'entrefer δ , il faudrait connaître la distribution des lignes de champ magnétique dans l'entrefer en fonction de ces grandeurs. Pour simplifier le problème, on va utiliser les deux hypothèses suivantes :

Hypothèses : L'inductance d'entrefer varie linéairement avec l'entrefer δ .
Le milieu est non saturable.

La validité de la première hypothèse ne sera pas démontrée. Elle permet certainement d'obtenir de bons résultats lorsque les dents du rotor se trouvent alignées avec celles du stator ($\theta = 0$). Cependant, la simplification devient plus grossière lorsque les dents sont désalignées ($\theta = \pi$) car, dans ce cas, l'influence des franges est plus importante.

L'inductance d'entrefer peut donc s'écrire :

$$L_\delta(\theta, \delta) = L_\delta(\theta, \delta_0) \cdot \frac{\delta_0}{\delta} \quad (2.11)$$

où δ_0 est l'entrefer nominal.

L'inductance d'entrefer nominale $L_\delta(\theta, \delta_0)$ est donnée par

$$\frac{1}{L_\delta(\theta, \delta_0)} = \frac{1}{L_k(\theta, \delta_0)} - \frac{1}{L_{Fe}} \quad (2.12)$$

En insérant (2.12) dans (2.11) puis le résultat dans (2.10), on obtient pour l'inductance de phase :

$$L_k(\theta, \delta) = \frac{L_k(\theta, \delta_0) \cdot L_{Fe}}{L_k(\theta, \delta_0) \cdot \left[1 - \frac{\delta}{\delta_0} \right] + L_{Fe} \frac{\delta}{\delta_0}} \quad (2.13)$$

Si on considère uniquement la force générée par un seul des deux pôles statoriques de la phase k , il convient de diviser l'inductance de phase L_k par deux. Ainsi, la force radiale exercée par la phase k peut s'écrire

$$F_{rk} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial \delta} \frac{L_k(\theta, \delta)}{2} \cdot i_k^2 = \frac{L_k(\theta, \delta)}{4\delta} \cdot \left[1 - \frac{L_k(\theta, \delta)}{L_{Fe}} \right] \cdot i_k^2 \quad (2.14)$$

L'inductance $L_k(\theta, \delta)$ n'est autre que l'inductance de la phase k , donnée par la relation (2.7). Ainsi, pour la phase 1, la force radiale s'écrit :

$$F_{r1} = \frac{L_0 + \Delta L \cos(\theta)}{4\delta} \cdot \left[1 - \frac{L_0 + \Delta L \cos(\theta)}{L_{Fe}} \right] \cdot i_1^2 \quad (2.15)$$

Un exemple numérique avec les paramètres du moteur de test montre combien cette force peut être élevée.

$$\begin{array}{lll} L_0 = 42 \text{ mH} & L_{Fe} = 160 \text{ mH} & i_1 = 10 \text{ A} \\ \Delta L = 12 \text{ mH} & \delta = 0.15 \text{ mm} & \theta = 0 \text{ rad} \end{array}$$

On obtient, avec la relation (2.15), une force de : $F_{r1} = \underline{5.96 \text{ kN}}$

La saturation magnétique a pour effet de réduire cette force. Cependant, pour un courant de phase de 10 A, on peut constater sur le graphe de la figure 1.16 que la saturation n'est pas encore très prononcée. On peut donc supposer que la valeur de la force radiale calculée ci-dessus est assez proche de la réalité.

La déformation mécanique produite par les forces radiales se déplace d'une phase à l'autre avec la rotation du moteur et peut produire un fort bruit acoustique.

2.3 METHODE CLASSIQUE DE COMMANDE

2.3.1 Généralités

La commande en boucle fermée fournie par Superior Electric pour le moteur réluctant direct est basée sur une alimentation séparée des trois phases. Il s'agit de trois variateurs de courant continu permettant d'imposer successivement les courants dans chaque phase en fonction de la position du rotor de façon à produire un couple électromagnétique maximal. Cette méthode de commande est très répandue dans le domaine des entraînements avec moteur réluctant et, pour cette raison, on l'appellera la méthode classique ([13], [23]).

Dans cette section, on va étudier plus en détail la méthode classique de commande en déterminant d'abord l'allure des courants de phase permettant de générer un couple électromagnétique constant. On pourra ensuite mentionner les principaux inconvénients liés à cette méthode.

La section suivante sera consacrée à l'étude d'une nouvelle méthode pour la commande de moteurs réluctants directs visant à réduire le bruit acoustique.

2.3.2 Allure des courants de phase

Si on alimente les phases du moteur avec des courants de forme rectangulaire, le couple électromagnétique ainsi produit aura une très forte ondulation. Si bien qu'à basse vitesse, le moteur aura un comportement 'pas-à-pas'. Il s'agit donc de trouver l'allure des courants de phase permettant de produire un couple électromagnétique aussi constant que possible, quelle que soit la position du rotor.

Pour faciliter la détermination de la forme adéquate des courants de phase, on se contentera d'étudier le courant de la phase 1. Le courant dans les deux autres phases s'obtient par un décalage de $\pm 120^\circ$. Selon l'expression (2.9), la phase 1 ne peut produire un couple positif que pour un angle θ allant de π à 2π , soit sur la moitié du pas dentaire. La figure 2.2 montre l'allure du courant de la phase 1 en fonction de l'angle dentaire θ . En $\theta = 3\pi/2$ (point P_2), les courants i_2 et i_3 sont nuls. Ainsi, le courant de la phase 1 au point P_2 vaut I_0 . Cette valeur, décrite par la relation (2.16), servira de référence pour donner l'amplitude du courant de phase.

$$I_0 = \sqrt{\frac{2M_e}{Z_r \Delta L}} \quad (2.16)$$

En $\theta = 7\pi/6$ (point P_1) et en $\theta = 11\pi/6$ (point P_3), il y a chevauchement de deux courants de phase et toutes les valeurs sont mises à I_0 pour garantir le même couple électromagnétique. On admettra ensuite une croissance linéaire du courant depuis $\theta = \pi$ et, symétriquement, une décroissance linéaire jusqu'à $\theta = 2\pi$.

Il suffit maintenant d'appliquer la relation (2.9) et de faire en sorte que le couple électromagnétique ne dépende pas de la position du rotor θ pour trouver l'allure du courant entre les points P_1 et P_3 . On obtient la relation (2.17) pour l'allure du courant de phase. Cette fonction est relativement compliquée mais on peut aisément l'enregistrer dans une table en fonction de θ pour générer les consignes de courant de phase.

$$i_1(\theta) = \begin{cases} 0 & \theta \in [0; \pi] \\ I_0 \left[\frac{6}{\pi} (\theta - \pi) \right] & \theta \in [\pi; 7\pi/6] \\ \frac{I_0}{\sqrt{-\sin(\theta)}} \sqrt{1 + \left[1 - \frac{6}{\pi} (\theta - \frac{7\pi}{6}) \right]^2 \sin\left(\theta + \frac{2\pi}{3}\right)} & \theta \in [7\pi/6; 4\pi/3] \\ I_0 \frac{1}{\sqrt{-\sin(\theta)}} & \theta \in [4\pi/3; 5\pi/3] \\ \frac{I_0}{\sqrt{-\sin(\theta)}} \sqrt{1 + \left[\frac{6}{\pi} (\theta - \frac{5\pi}{3}) \right]^2 \sin\left(\theta - \frac{2\pi}{3}\right)} & \theta \in [5\pi/3; 11\pi/6] \\ I_0 \left[1 - \frac{6}{\pi} (\theta - \frac{11\pi}{6}) \right] & \theta \in [11\pi/6; 2\pi] \end{cases} \quad (2.17)$$

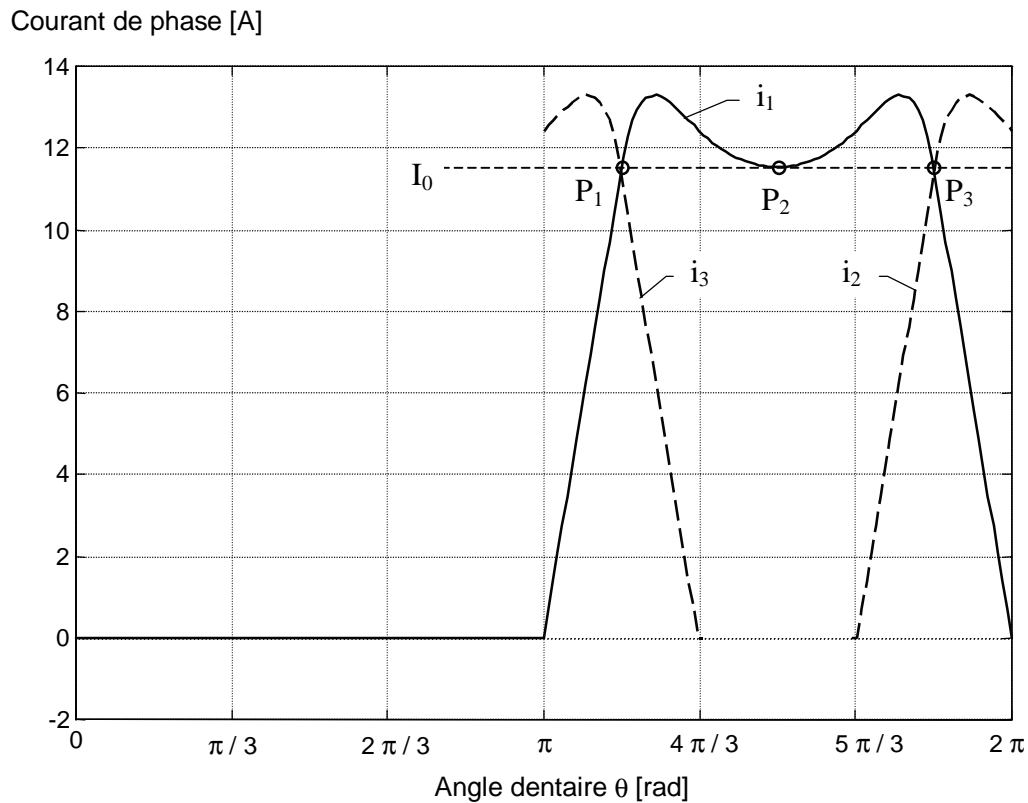


Fig. 2.2 Allure du courant de phase avec la commande classique.

2.3.3 Inconvénients de la méthode classique

Il a été montré dans [5], [6], [7], [24] et [25] que les forces radiales agissant sur le stator ont un rôle prépondérant dans l'émission du bruit acoustique. En effet, on a vu que ces forces sont très grandes dans le cas du moteur réactif direct et qu'elles provoquent une déformation mécanique du rotor et de la culasse statorique.

La faiblesse de la méthode classique de commande réside dans la commutation du courant d'une phase à l'autre. En regardant l'allure des courants de phase présentée sur le graphe de la figure 2.2, on constate des variations rapides de courant provoquant de grandes variations d'amplitude pour les forces radiales. De plus, la force radiale produite par le courant de phase se déplace brusquement d'un pôle statorique à l'autre et produit de brusques changements dans l'orientation de la déformation, excitant de nombreux modes de résonance mécanique. Ce dernier point sera abordé plus en détail au paragraphe 2.4.7.

Finalement, d'après les essais expérimentaux sur le moteur de test alimenté avec la commande classique, la commutation d'une phase à l'autre produit, à très basse vitesse, une ondulation du couple électromagnétique non négligeable. Pourtant, comme on le verra à la section 5.5, la forme des courants de phase semble adéquate.

2.4 NOUVELLE COMMANDE

2.4.1 Principe

Le principe de la nouvelle méthode de commande consiste à connecter les trois phases du moteur réluctant direct en étoile, de la même façon que les autres types de moteurs triphasés. Ce changement de topologie apporte un certain nombre d'avantages mais il est surtout motivé par trois raisons principales.

La première raison est la réduction du niveau de bruit acoustique. En effet, on peut supposer que la connexion en étoile des trois phases permettra de réduire les brusques variations de courant lors de la commutation d'une phase à l'autre. La comparaison avec la méthode classique au paragraphe 2.4.7 permettra de mettre en évidence ce propos. La vérification expérimentale de la réduction du niveau de bruit acoustique sera présentée au paragraphe 5.5.4.

La deuxième raison favorisant le choix d'une telle topologie réside dans le fait de pouvoir alimenter le moteur réluctant direct par un onduleur à pulsations triphasé classique. Il ne sera plus nécessaire de concevoir un onduleur spécialement pour ce type de moteur.

Enfin, la troisième raison est que cette topologie supprime la composante homopolaire des courants de phase et permet l'emploi des phaseurs spatiaux. Ainsi, il sera possible de travailler dans un référentiel tournant permettant de simplifier les équations et d'utiliser les mêmes concepts théoriques que pour l'étude des moteurs asynchrones ou des moteurs 'brushless'.

Dans un premier temps, on déterminera le couple électromagnétique en fonction du phaseur spatial des courants de phase. Ensuite, il sera possible de déterminer l'allure de ce phaseur spatial en fonction de l'angle dentaire θ de manière à obtenir un couple électromagnétique constant.

2.4.2 Couple électromagnétique

Il s'agit de trouver l'expression du couple électromagnétique en fonction des courants de phase lorsque l'on applique au moteur la nouvelle méthode de commande. Comme les phases sont branchées en étoile, on a

$$i_1 + i_2 + i_3 = 0 \quad (2.18)$$

On peut représenter ces trois courants par un phaseur spatial \underline{i}^s dans un référentiel lié au stator, avec les coordonnées i_α^s et i_β^s .

$$\underline{i}^s = i_\alpha^s + j i_\beta^s \quad (2.19)$$

On obtient :

$$\begin{aligned} i_1 &= i_\alpha^s \\ i_2 &= \frac{1}{2}(-i_\alpha^s + \sqrt{3} i_\beta^s) \\ i_3 &= \frac{1}{2}(-i_\alpha^s - \sqrt{3} i_\beta^s) \end{aligned} \quad (2.20)$$

En toute généralité, on peut soumettre ce phaseur spatial à une transformation de coordonnées dans un système de coordonnées tournant et formant un angle θ_s par rapport au référentiel lié au stator [8]. Ainsi, on obtient le phaseur spatial $\underline{i} = i_\alpha + j i_\beta$ avec les coordonnées :

$$\begin{aligned} i_\alpha &= i_\alpha^s \cos(\theta_s) + i_\beta^s \sin(\theta_s) \\ i_\beta &= i_\beta^s \cos(\theta_s) - i_\alpha^s \sin(\theta_s) \end{aligned} \quad (2.21)$$

On peut donc exprimer les trois courants de phase à partir des composantes i_α et i_β du phaseur spatial \underline{i} .

$$\begin{aligned} i_1 &= i_\alpha \cos(\theta_s) - i_\beta \sin(\theta_s) \\ i_2 &= \left(-\frac{1}{2} i_\alpha + \frac{\sqrt{3}}{2} i_\beta \right) \cos(\theta_s) + \left(\frac{\sqrt{3}}{2} i_\alpha + \frac{1}{2} i_\beta \right) \sin(\theta_s) \\ i_3 &= \left(-\frac{1}{2} i_\alpha - \frac{\sqrt{3}}{2} i_\beta \right) \cos(\theta_s) + \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} i_\alpha + \frac{1}{2} i_\beta \right) \sin(\theta_s) \end{aligned} \quad (2.22)$$

Après quelques transformations trigonométriques, on obtient, pour le carré des courants de phase, les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} i_1^2 &= \frac{1}{2} (i_\alpha^2 + i_\beta^2) + \frac{1}{2} (i_\alpha^2 - i_\beta^2) \cos(2\theta_s) - i_\alpha i_\beta \sin(2\theta_s) \\ i_2^2 &= \frac{1}{2} (i_\alpha^2 + i_\beta^2) + \frac{1}{2} i_\alpha^2 \sin\left(2\theta_s - \frac{5\pi}{6}\right) + \frac{1}{2} i_\beta^2 \sin\left(2\theta_s + \frac{\pi}{6}\right) + i_\alpha i_\beta \sin\left(2\theta_s - \frac{\pi}{3}\right) \\ i_3^2 &= \frac{1}{2} (i_\alpha^2 + i_\beta^2) + \frac{1}{2} i_\alpha^2 \sin\left(2\theta_s - \frac{\pi}{6}\right) + \frac{1}{2} i_\beta^2 \sin\left(2\theta_s + \frac{5\pi}{6}\right) + i_\alpha i_\beta \sin\left(2\theta_s + \frac{\pi}{3}\right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Finalement, en introduisant (2.23) dans l'expression du couple (2.9) et après quelques simplifications trigonométriques, on obtient l'expression du couple électromagnétique en fonction des composantes i_α et i_β du phaseur spatial du courant.

$$M_e = \frac{3}{8} Z_r \Delta L \cdot \left[(i_\beta^2 - i_\alpha^2) \sin(2\theta_s + \theta) - 2i_\alpha i_\beta \cos(2\theta_s + \theta) \right] \quad (2.24)$$

Il s'agit maintenant de déterminer les conditions sur i_α , i_β et l'angle de rotation du référentiel du phaseur spatial θ_s permettant d'obtenir un couple électromagnétique M_e qui soit indépendant de l'angle rotorique θ . On pourra ensuite en déduire l'allure temporelle des courants de phase à appliquer au moteur réluctant direct lorsque l'on utilise la nouvelle méthode de commande.

2.4.3 Allure des courants de phase

En coordonnées polaires, les composantes du phaseur spatial du courant dans le référentiel tournant deviennent :

$$\begin{aligned} i_\alpha &= \hat{I} \cos(-\varphi) \\ i_\beta &= \hat{I} \sin(-\varphi) \end{aligned} \quad (2.25)$$

où l'angle φ est défini négatif pour des raisons d'écriture.

En introduisant la relation (2.25) dans l'expression du couple (2.24), on obtient :

$$M_e = -\frac{3}{8} Z_r \Delta L \cdot \hat{I}^2 \cdot \sin(2\theta_s + \theta - 2\varphi) \quad (2.26)$$

En examinant la relation (2.26), on constate qu'il est possible d'obtenir un couple électromagnétique constant en gardant \hat{I} constant. Pour cela, il suffit de poser la condition :

$$\theta_s = -\frac{\theta}{2} \quad (2.27)$$

Cette condition implique que le référentiel du phaseur spatial du courant \hat{i} , défini par l'angle θ_s , tourne avec une pulsation deux fois plus faible que la pulsation de l'angle dentaire et en sens inverse. Comme l'amplitude \hat{I} ne dépend pas de l'angle, les courants de phase forment un système sinusoïdal triphasé. A l'aide des relations (2.22) et (2.25) et de la condition (2.27), on peut obtenir les courants i_1 , i_2 et i_3 en fonction de l'angle dentaire θ .

$$\begin{aligned} i_1 &= \hat{I} \cos\left(\frac{\theta}{2} + \varphi\right) \\ i_2 &= \hat{I} \cos\left(\frac{\theta}{2} + \varphi + \frac{2\pi}{3}\right) \\ i_3 &= \hat{I} \cos\left(\frac{\theta}{2} + \varphi - \frac{2\pi}{3}\right) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Ainsi, selon (2.24) et (2.26), l'expression du couple devient :

$$M_e = -\frac{3}{4} Z_r \Delta L \cdot i_\alpha i_\beta \quad (2.29)$$

$$M_e = \frac{3}{8} Z_r \Delta L \hat{I}^2 \sin(2\varphi) \quad (2.30)$$

où φ représente l'avance de phase par rapport au référentiel tournant à la moitié de la vitesse angulaire dentaire et en sens inverse. D'après la relation (2.30), on obtient le couple électromagnétique maximum par rapport au courant \hat{I} en posant :

$$\varphi = \frac{\pi}{4} \quad (2.31)$$

La représentation graphique du phaseur des courants ainsi que des phaseurs spatiaux dans le référentiel fixe lié au stator et dans le référentiel tournant à la moitié de la vitesse angulaire dentaire et en sens inverse se trouve aux figures 2.3, 2.4 et 2.5. En régime permanent, le phaseur spatial du courant par rapport au référentiel tournant est constant.

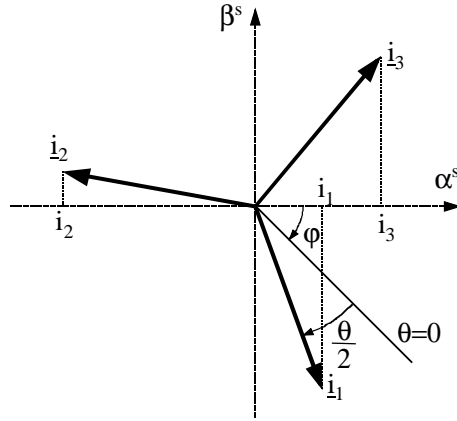


Fig. 2.3 Phaseurs des trois courants de phase.

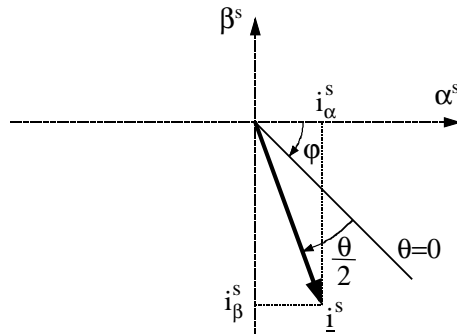


Fig. 2.4 Phaseur spatial du courant dans le référentiel statorique.

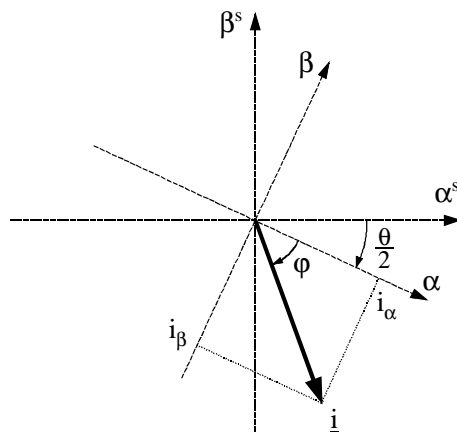


Fig. 2.5 Phaseur spatial du courant dans le référentiel tournant.

2.4.4 Ondulation du couple électromagnétique

Dans le paragraphe précédent, on a montré qu'en alimentant le moteur réluctant direct par un système de courant sinusoïdal triphasé, on obtient un couple électromagnétique indépendant de la position du rotor. Il s'agit en fait d'une approximation puisque l'on s'est basé sur la relation (2.9) qui exprime le couple électromagnétique en appliquant les trois hypothèses du paragraphe 2.2.2. En effet, la troisième hypothèse supposait une variation sinusoïdale des inductances de phase en fonction de l'angle dentaire θ . Or, la mesure des inductances de phase du chapitre 1 montre que la variation n'est pas tout à fait sinusoïdale comme en témoigne les dérivées de la figure 1.7.

Dans ce paragraphe, on déterminera l'allure du couple électromagnétique en appliquant le système de courant sinusoïdal triphasé aux variations d'inductance de phase telles qu'elles ont été mesurées à rotor bloqué. On y parvient en utilisant numériquement l'expression générale du couple (2.6). La figure 2.6 montre l'allure du couple électromagnétique ainsi obtenu, avec une amplitude de courant $\hat{I} = 5.37$ A. La valeur moyenne du couple se situe à $M_e = 20$ Nm à laquelle est superposée une ondulation d'environ 20 %. Cette ondulation est répétitive d'une dent à l'autre et est principalement composée d'une harmonique 3.

Par la suite, on considérera que le couple électromagnétique est entaché d'une certaine ondulation résiduelle. On s'efforcera de trouver des astuces permettant de compenser cette ondulation, comme l'utilisation d'un facteur de correction (chapitre 5) ou la réalisation d'un observateur pour perturbation variable (chapitre 6).

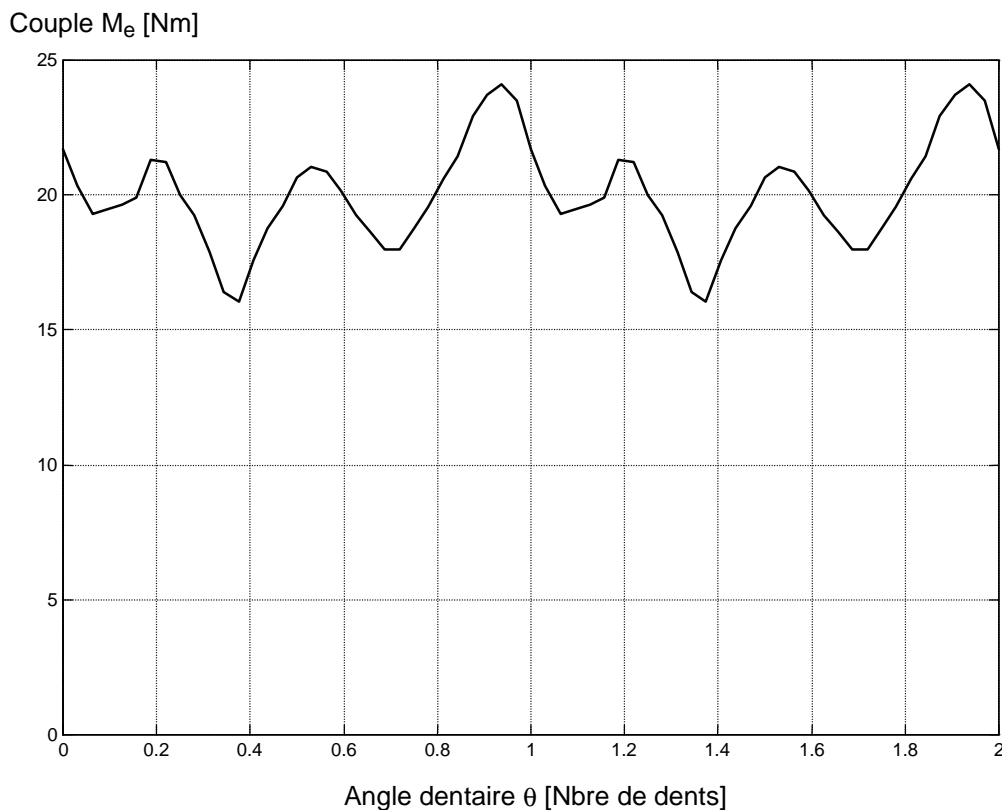


Fig. 2.6 Ondulation résiduelle du couple électromagnétique.

2.4.5 Allure de la tension de phase

Dans tout système électromagnétique, la tension de phase est composée de trois termes caractéristiques : la chute de tension ohmique, la tension de transformation induite par la variation de courant dans le circuit et la tension induite de mouvement [12]. Ainsi, la tension de la phase 1 est donnée par :

$$u_1 = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + i_1 \omega \frac{\partial L_1}{\partial \theta} \quad (2.32)$$

En introduisant dans cette relation toutes les fonctions de l'angle θ et en posant $\varphi = \pi/4$, on obtient la relation suivante :

$$\begin{aligned} u_1 = & R_1 \hat{I} \cos\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4}\right) & (u_R) \\ & -\omega \cdot \frac{\hat{I}}{2} \left[L_0 \sin\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{\Delta L}{2} \sin\left(\frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \right] & (u_{H1}) \\ & -\frac{3}{4} \omega \cdot \hat{I} \cdot \Delta L \sin\left(\frac{3\theta}{2} + \frac{\pi}{4}\right) & (u_{H3}) \end{aligned} \quad (2.33)$$

Bien que le moteur réluctant soit alimenté par un système de courant sinusoïdal triphasé, on constate que la tension de phase n'est pas sinusoïdale mais possède une composante d'harmonique 3 (u_{H3}). Il faut noter que la composante d'harmonique 3 n'est pas uniquement produite par la tension induite de mouvement, mais aussi par une partie de la tension de transformation. L'allure du courant i_1 et des trois composantes de la tension u_1 sont présentées à la figure 2.7 pour le point de fonctionnement suivant :

$$M_e = 20 \text{ Nm} \quad \omega = 500 \text{ rad/s} \quad \Rightarrow \quad \hat{I} = 6 \text{ A}$$

On constate que la chute de tension ohmique reste négligeable. En revanche, la composante d'harmonique 3 est assez importante. Pour appliquer au moteur le système de courant sinusoïdal triphasé, on utilise un onduleur triphasé décrit au chapitre 3. La tension de phase issue de l'onduleur est pulsée entre 0 V et la tension du circuit intermédiaire $U_e = 300 \text{ V}$ avec une fréquence de quelques kHz. La mesure de la tension de phase peut se faire à l'aide d'un filtre passe-bas du 1^{er} ordre ayant une fréquence de coupure à 500 Hz. On obtient ainsi une mesure correspondant à la valeur moyenne instantanée de la tension de phase.

La figure 2.8 représente l'oscillogramme du courant et de la tension de la phase 1 avec le même point de fonctionnement et la même échelle que le graphe théorique de la figure 2.7. On constate une assez bonne correspondance avec la théorie. La fréquence électrique vaut bien la moitié de la fréquence dentaire.

$$f = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2} \cdot \frac{500}{2\pi} = 39.8 \text{ Hz} \quad (2.34)$$

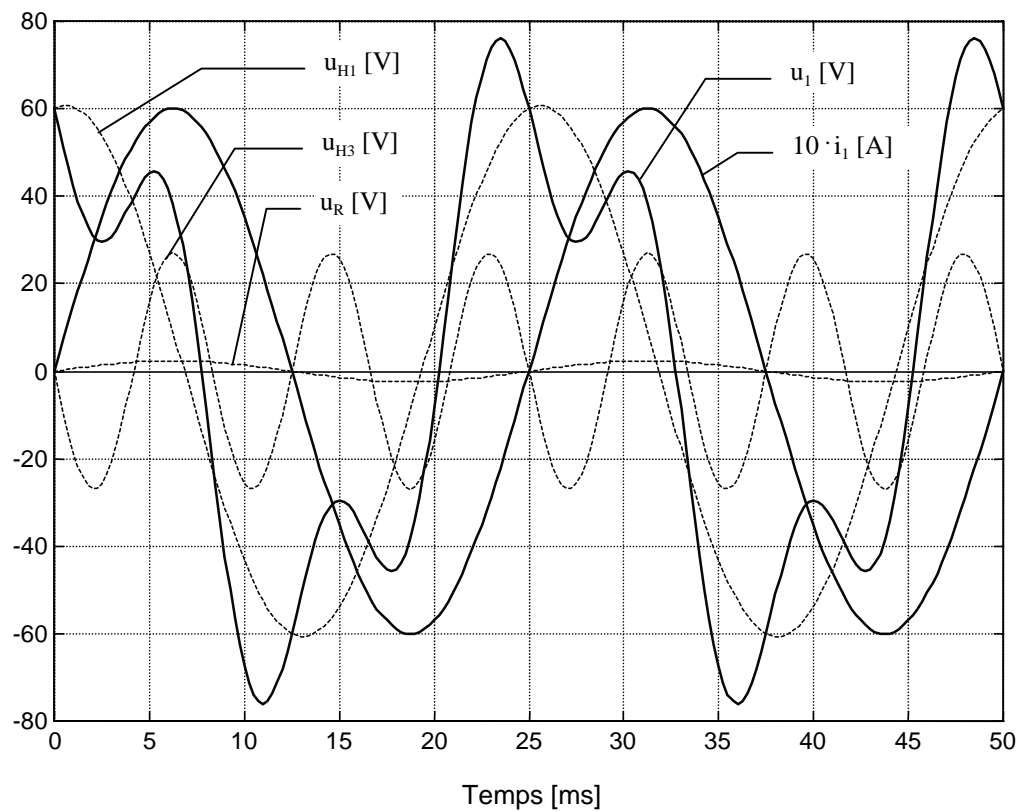


Fig. 2.7 Courant et tension de phase théoriques.

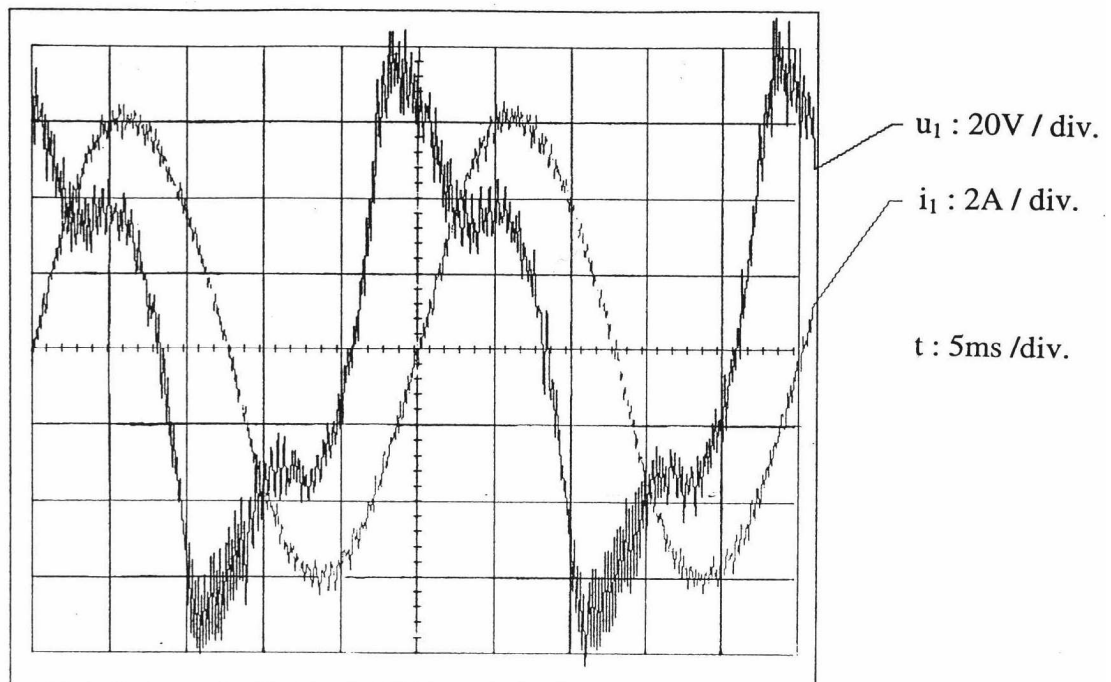


Fig. 2.8 Courant et tension de phase mesurés.

2.4.6 Résumé

Dans cette section, on a défini une nouvelle méthode de commande pour le moteur réluctant direct avec le système de courants de phase qui lui est associé. Puisque cette méthode sera utilisée durant tout le travail, on propose ici de résumer les principales relations qui définissent les caractéristiques électromécaniques du moteur réluctant direct.

- Les inductances de phase et leurs dérivées :

$$L_k = L_0 + \Delta L \cos\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \quad k = 1,2,3 \quad (2.35)$$

$$\frac{dL_k}{d\theta} = -\Delta L \sin\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \quad k = 1,2,3 \quad (2.36)$$

- Le système de courant sinusoïdal triphasé :

$$i_k = \hat{I} \cos\left(\frac{\theta}{2} + \varphi + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \quad k = 1,2,3 \quad (2.37)$$

et dans le référentiel tournant ($\theta_s = -\frac{\theta}{2}$), lorsque $\varphi = \frac{\pi}{4}$:

$$\begin{aligned} i_\alpha &= \frac{\hat{I}}{\sqrt{2}} \\ i_\beta &= -\frac{\hat{I}}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (2.38)$$

- Le couple électromagnétique :

$$M_e = -\frac{3}{4} Z_r \Delta L \cdot i_\alpha i_\beta \quad (2.39)$$

$$M_e = \frac{3}{8} Z_r \Delta L \hat{I}^2 \sin(2\varphi) \quad (2.40)$$

et pour le meilleur rapport couple / courant :

$$M_e = \pm \frac{3}{8} Z_r \Delta L \hat{I}^2 \quad \text{avec} \quad \varphi = \pm \frac{\pi}{4} \quad (2.41)$$

2.4.7 Comparaison

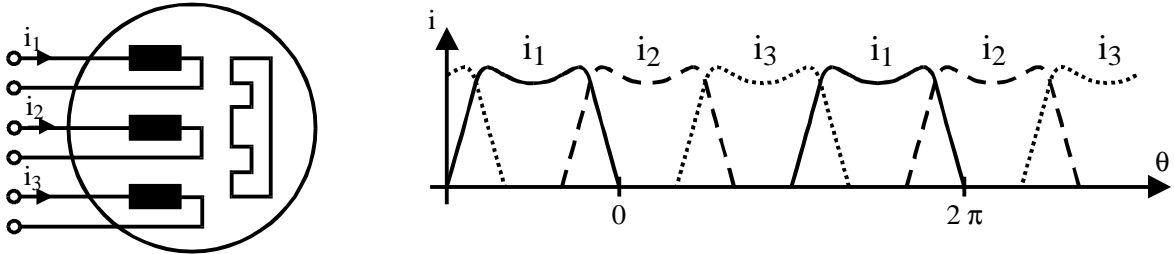
La figure 2.9 permet de comparer les principes de la commande classique et ceux de la nouvelle commande. L'allure des courants de phase est donnée respectivement par les relations (2.17) et (2.37). Dans le cas de la nouvelle méthode, on remarque bien que la fréquence des courants de phase est réduite de moitié et que la séquence des phases est inversée. Cependant, comme le couple électromagnétique est fonction du carré des courants de phase, on peut considérer la valeur absolue du courant. Dans ces conditions, on remarque le même nombre de maxima, aux mêmes endroits et dans le même ordre que pour la méthode classique.

L'amplitude des courants de phase est déterminée de façon à produire le même couple électromagnétique $M_e = 126 \text{ Nm}$. Selon les relations (2.16) et (2.41), on obtient pour les deux méthodes :

$$I_0 = \sqrt{\frac{2M_e}{Z_r \Delta L}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 126}{158 \cdot 12 \cdot 10^{-3}}} = 11.53 \text{ A} \quad (2.42)$$

$$\hat{I} = \sqrt{\frac{8M_e}{3Z_r \Delta L}} = \sqrt{\frac{8 \cdot 126}{3 \cdot 158 \cdot 12 \cdot 10^{-3}}} = 13.31 \text{ A} \quad (2.43)$$

Méthode classique :



Nouvelle méthode :

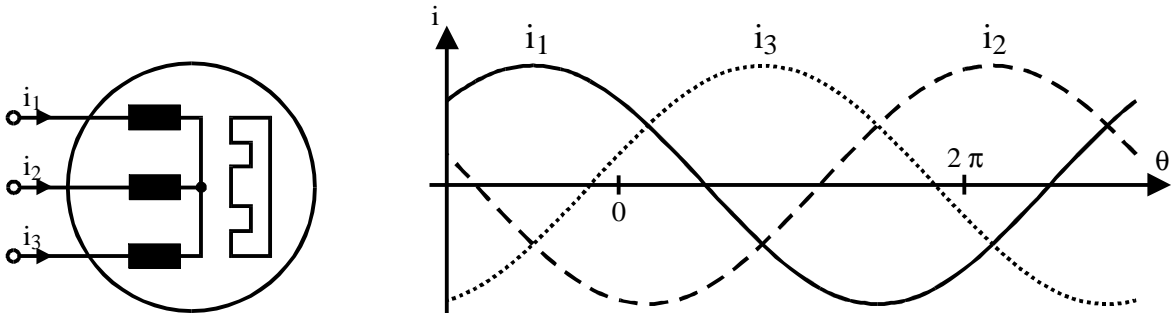


Fig. 2.9 Comparaison des deux méthodes de commande du moteur réluctant direct.

La figure 2.10 permet de comparer l'allure du couple électromagnétique ainsi que la force radiale de la phase 1 en fonction de la position du rotor.

La force radiale dans la phase 1 est donnée par la relation (2.15) et le couple électromagnétique produit par la phase 1 découle de la relation (2.9).

$$M_{e1} = -\frac{1}{2} Z_r \Delta L \sin(\theta) \cdot i_1^2 \quad (2.44)$$

En examinant les courbes de la figure 2.10, on voit que l'amplitude de la force radiale est pratiquement identique dans les deux méthodes. Mais, comme la composante continue n'intervient pas dans la génération du bruit acoustique, l'excitation produite par la nouvelle méthode est sensiblement plus faible. Pour plus de détails concernant l'influence du couplage élastique entre phases, on peut se référer au modèle acoustique du moteur réluctant présenté en annexe 2. Avec la nouvelle commande, l'excitation est sinusoïdale et le niveau acoustique ne contient que la fréquence fondamentale. De plus, pour tenir compte de la bande passante de l'oreille humaine, on utilise la pondération fréquentielle A (annexe 2) qui atténue le niveau de bruit perçu lorsque la fréquence est inférieure à 1 kHz. Par contre, avec la méthode classique, l'excitation contient des harmoniques qui s'approchent de la fréquence de résonance et qui ne sont pas atténuées par la pondération fréquentielle A.

On en conclut que la nouvelle méthode de commande permet de réduire le niveau de bruit acoustique, ce qui sera vérifié expérimentalement au paragraphe 5.5.4.

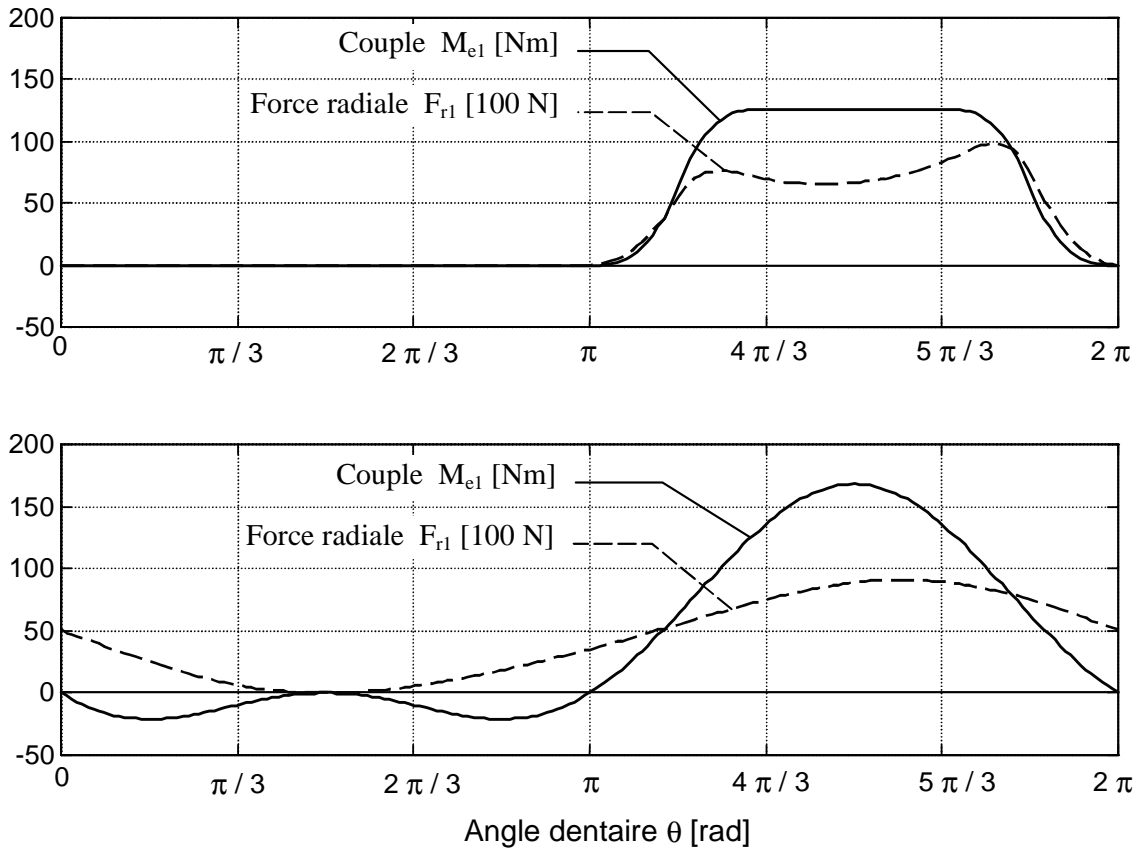


Fig. 2.10 Allure du couple et de la force radiale dans la phase 1.
(en haut : méthode classique, en bas : nouvelle méthode)

2.5 INFLUENCE DES INDUCTANCES MUTUELLES

2.5.1 Généralités

Les mesures d'inductances présentées au chapitre 1 ont conduit à négliger les couplages mutuels entre inductances de phase. Cependant, il est intéressant à ce stade de quantifier l'influence des inductances mutuelles sur le couple électromagnétique lorsque le moteur est alimenté par un système triphasé sinusoïdal de courants de phase, selon la nouvelle méthode de commande.

2.5.2 Couple produit par les inductances mutuelles

Comme le montre la figure 1.8, les trois inductances mutuelles varient sinusoïdalement avec l'angle dentaire θ . De plus, par symétrie, elles doivent être déphasées de 120° les unes par rapport aux autres. On peut donc écrire les relations

$$\begin{aligned} L_{12} &= L_{0mut} + \Delta L_{mut} \cos(\theta + \beta) \\ L_{23} &= L_{0mut} + \Delta L_{mut} \cos(\theta + \beta - \frac{2\pi}{3}) \\ L_{31} &= L_{0mut} + \Delta L_{mut} \cos(\theta + \beta + \frac{2\pi}{3}) \end{aligned} \quad (2.45)$$

où l'angle β représente le déphasage entre les inductances de phase et les inductances mutuelles. La mesure donnée en figure 1.8 indique que cet angle vaut environ $\beta = \pi/3$.

En tenant compte des inductances mutuelles, la relation (2.9) pour le couple électromagnétique dans un système linéaire est modifiée comme suit :

$$M_e = \frac{Z_r}{2} \left[\frac{dL_1}{d\theta} i_1^2 + \frac{dL_2}{d\theta} i_2^2 + \frac{dL_3}{d\theta} i_3^2 \right] + M_{emut} \quad (2.46)$$

où M_{emut} représente le couple électromagnétique produit uniquement par les inductances mutuelles.

$$M_{emut} = Z_r \left[\frac{dL_{12}}{d\theta} i_1 i_2 + \frac{dL_{23}}{d\theta} i_2 i_3 + \frac{dL_{31}}{d\theta} i_3 i_1 \right] \quad (2.47)$$

A partir de la relation (2.37) pour les courants de phase, on obtient

$$\begin{aligned} i_1 \cdot i_2 &= \frac{1}{4} \hat{I}^2 \left[-1 + 2 \cos\left(\theta + 2\varphi + \frac{2\pi}{3}\right) \right] \\ i_2 \cdot i_3 &= \frac{1}{4} \hat{I}^2 \left[-1 + 2 \cos(\theta + 2\varphi) \right] \\ i_3 \cdot i_1 &= \frac{1}{4} \hat{I}^2 \left[-1 + 2 \cos\left(\theta + 2\varphi - \frac{2\pi}{3}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.48)$$

En dérivant (2.45) par rapport à θ et en l'insérant avec (2.48) dans la relation du couple mutuel (2.47), on obtient après quelques transformations trigonométriques

$$M_{emut} = \frac{3}{4} Z_r \hat{I}^2 \Delta L_{mut} \cos\left(2\varphi - \beta + \frac{\pi}{6}\right) \quad (2.49)$$

et, avec $\varphi = \pi/4$ et $\beta = \pi/3$:

$$M_{emut} = \frac{3}{8} Z_r \Delta L_{mut} \hat{I}^2 \quad (2.50)$$

On peut tirer deux informations importantes de cette relation. La première est que le couple produit par les inductances mutuelles est également indépendant de la position du rotor. Deuxièmement, selon les mesures d'inductances du chapitre 1, le couple mutuel M_{emut} ne représente que le 0.7 % du couple électromagnétique M_e .

2.6 INFLUENCE DE LA SATURATION

2.6.1 Généralités

Le flux magnétique généré par le courant d'une phase provoque une saturation des tôles lorsque le courant augmente, impliquant également une saturation du couple électromagnétique dans cette phase. Le couple électromagnétique total est la somme des couples produits par chacune des phases dont la saturation n'intervient pas au même instant. On peut donc s'attendre à avoir une ondulation du couple électromagnétique en fonction de la position rotorique due au phénomène de saturation.

Pour déterminer le couple électromagnétique en milieu saturable, on doit utiliser l'expression du couple généralisé (2.3), que l'on rappelle ici, en fonction de l'angle dentaire θ .

$$M_e = Z_r \sum_{k=1}^3 \int_0^{i_k} \frac{\partial \Psi_k(\theta, i)}{\partial \theta} di \quad (2.51)$$

Il s'agit maintenant de déterminer le flux $\psi(\theta, i)$ en fonction de l'angle dentaire θ et du courant de phase i en tenant compte de la saturation.

2.6.2 Expression du flux avec saturation

Pour exprimer la saturation d'un matériau ferromagnétique, on utilise en général la fonction de Langevin $L(x)$ [3].

$$L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (2.52)$$

Cette fonction possède les propriétés suivantes :

$$\lim_{x \rightarrow 0} L(x) = 0 \quad (2.53)$$

$$\lim_{x \rightarrow \infty} L(x) = 1 \quad (2.54)$$

$$\frac{d}{dx} L(x) = -\frac{1}{\sinh^2(x)} + \frac{1}{x^2} \quad (2.55)$$

$$\lim_{x \rightarrow 0} \left[\frac{d}{dx} L(ax) \right] = \frac{a}{3} \quad (2.56)$$

Dans le cas d'un milieu non saturable, l'expression du flux magnétique est linéaire par rapport au courant et la pente est déterminée par l'inductance de phase L_k .

$$\Psi_{klin}(\theta, i) = i \cdot \left[L_0 + \Delta L \cos\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \right] \quad (2.57)$$

$$\frac{\partial}{\partial i} \Psi_{klin}(\theta, i) = L_0 + \Delta L \cos\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \quad (2.58)$$

Pour obtenir l'expression du flux en milieu saturable, on applique la fonction de Langevin à l'expression du flux sans saturation $\Psi_{klin}(\theta, i)$. Cependant, il est nécessaire d'introduire un paramètre a permettant d'ajuster le niveau à partir duquel la saturation doit commencer. La fonction du flux en milieu saturable sera donc de la forme

$$\begin{aligned} \Psi_k(\theta, i) &= K \cdot L(a \cdot \Psi_{klin}(\theta, i)) \\ &= K \cdot L\left(a \cdot i \left[L_0 + \Delta L \cos\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \right]\right) \end{aligned} \quad (2.59)$$

Le facteur K est déterminé de manière à ce que, pour un courant proche de zéro, la dérivée du flux en milieu saturable par rapport au courant soit égale à la dérivée du flux sans saturation. Selon la relation (2.56), on peut déterminer la dérivée du flux en milieu saturable lorsque le courant tend vers zéro.

$$\lim_{i \rightarrow 0} \left[\frac{\partial}{\partial i} L(a \cdot \Psi_{klin}(\theta, i)) \right] = K \frac{a}{3} \left[L_0 + \Delta L \cos\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \right] \quad (2.60)$$

Si l'on veut égaliser les expressions (2.58) et (2.60), il est nécessaire de poser : $K = \frac{3}{a}$.

Ainsi, l'expression du flux en milieu saturable devient :

$$\Psi_k(\theta, i) = \frac{3}{a} \cdot L\left(a \cdot i \left[L_0 + \Delta L \cos\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \right]\right) \quad (2.61)$$

La figure 2.11 montre l'allure du flux dans la phase 1 en fonction du courant et pour différentes positions du rotor, selon la relation (2.61). Les courbes théoriques obtenues sont comparées au réseau de points de mesure présenté au paragraphe 1.3.4. Les paramètres de la fonction (2.61) ont été déterminés selon la méthode des moindres carrés.

$$\begin{aligned} L_0 &= 42 \text{ mH} \\ \Delta L &= 12 \text{ mH} \\ a &= 3.95 \end{aligned} \quad (2.62)$$

On constate que la fonction $\Psi(\theta, i)$ correspond assez bien avec la mesure, compte tenu d'une première approximation de l'inductance de phase en fonction de la position du rotor θ , suivie d'une deuxième approximation du flux en fonction du courant i .

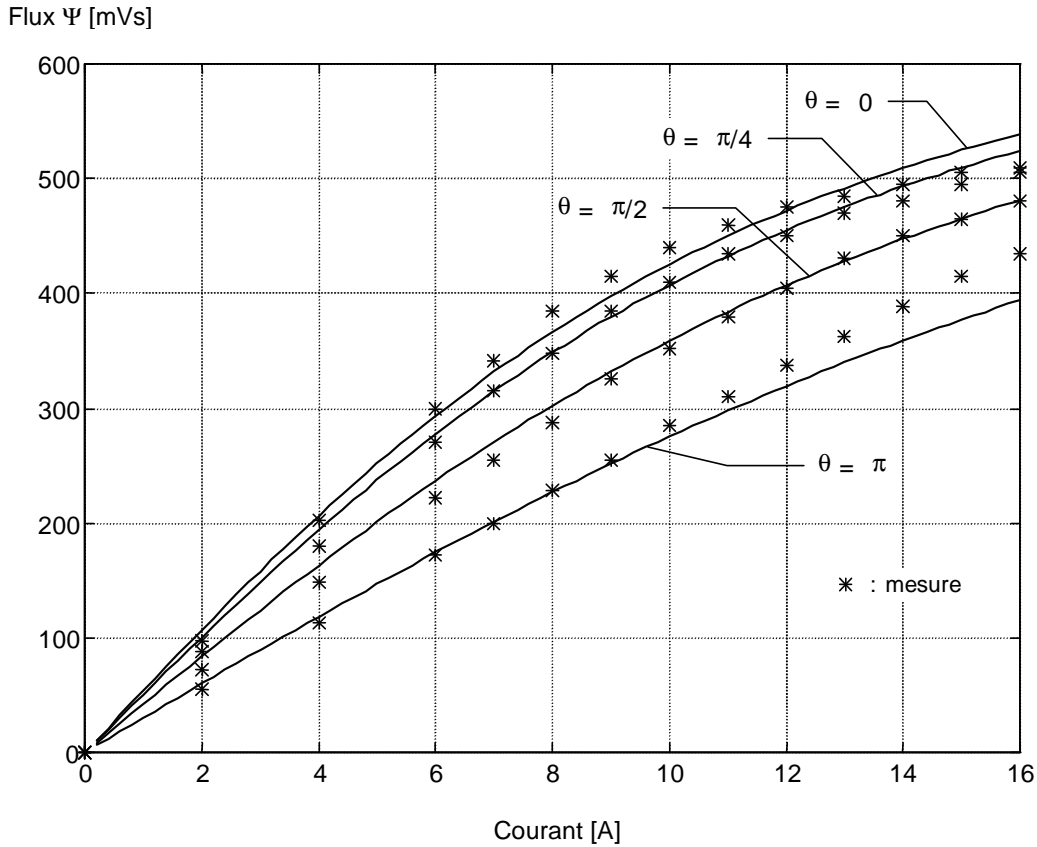


Fig. 2.11 Flux mesuré et estimé en fonction du courant de phase et de l'angle dentaire θ .

2.6.3 Expression du couple avec saturation

A partir de la relation (2.55) donnant la dérivée de la fonction de Langevin, on peut calculer la dérivée partielle du flux $\psi_k(\theta, i)$ par rapport à θ .

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \Psi_k(\theta, i) = A_k(\theta) \cdot \left[\frac{i}{\sinh^2(B_k(\theta) \cdot i)} - \frac{1}{B_k^2(\theta) \cdot i} \right] \quad (2.63)$$

avec :

$$A_k(\theta) = 3 \Delta L \sin\left(\theta - (k-1) \frac{2\pi}{3}\right) \quad (2.64)$$

$$B_k(\theta) = a \cdot \left[L_0 + \Delta L \cos\left(\theta - (k-1) \frac{2\pi}{3}\right) \right]$$

Pour déterminer le couple électromagnétique, il s'agit d'intégrer cette expression par rapport au courant i . En utilisant la méthode de l'intégration par parties, on peut résoudre l'intégrale suivante :

$$\begin{aligned} \int_0^{i_k} \frac{i \cdot di}{\sinh^2(k i)} &= \left[-\frac{i}{k} \coth(k i) \right]_0^{i_k} + \frac{1}{k} \int_0^{i_k} \coth(k i) di = \\ &= \left[-\frac{i}{k} \coth(k i) + \frac{1}{k^2} \ln \sinh(k i) \right]_0^{i_k} \end{aligned} \quad (2.65)$$

Ainsi, l'intégration par rapport au courant de la dérivée partielle du flux par rapport à la position angulaire θ devient :

$$\begin{aligned} \int_0^{i_k} \frac{\partial \Psi_k(\theta, i)}{\partial \theta} di &= A_k(\theta) \cdot \int_0^{i_k} \frac{i \cdot di}{\sinh^2(B_k(\theta) \cdot i)} - \frac{A_k(\theta)}{B_k^2(\theta)} \int_0^{i_k} \frac{di}{i} = \\ &= \frac{A_k(\theta)}{B_k(\theta)} \left[-i \coth(B_k(\theta) \cdot i) + \frac{1}{B_k(\theta)} \ln \left(\frac{\sinh(B_k(\theta) \cdot i)}{i} \right) \right]_0^{i_k} \end{aligned} \quad (2.66)$$

Avec les passages à la limite suivants :

$$\begin{aligned} \lim_{i \rightarrow 0} [i \cdot \coth(B_k(\theta) \cdot i)] &= \frac{1}{B_k(\theta)} \\ \lim_{i \rightarrow 0} \left[\frac{\sinh(B_k(\theta) \cdot i)}{i} \right] &= B_k(\theta) \end{aligned} \quad (2.67)$$

on obtient :

$$\int_0^{i_k} \frac{\partial \Psi_k(\theta, i)}{\partial \theta} di = \frac{A_k(\theta)}{B_k^2(\theta)} \left(1 + \ln \frac{\sinh(B_k(\theta) \cdot i_k)}{B_k(\theta) \cdot i_k} \right) - \frac{A_k(\theta)}{B_k(\theta)} i_k \coth(B_k(\theta) \cdot i_k) \quad (2.68)$$

Il ne reste plus qu'à additionner les contributions des trois phases pour trouver l'expression du couple électromagnétique d'après la relation (2.51)

$$M_e(\theta, i_1, i_2, i_3) = Z_r \cdot \sum_{k=1}^3 \frac{A_k(\theta)}{B_k(\theta)} \left[\frac{1}{B_k(\theta)} \left(1 + \ln \frac{\sinh(B_k(\theta) \cdot i_k)}{B_k(\theta) \cdot i_k} \right) - i_k \coth(B_k(\theta) \cdot i_k) \right] \quad (2.69)$$

avec :

$$A_k(\theta) = 3 \Delta L \sin\left(\theta - (k-1) \frac{2\pi}{3}\right)$$

$$B_k(\theta) = a \cdot \left[L_0 + \Delta L \cos\left(\theta - (k-1) \frac{2\pi}{3}\right) \right]$$

2.6.4 Résultats

L'expression (2.69) pour le couple électromagnétique en milieu saturable est relativement compliquée. En remplaçant les trois courants de phase par leur fonction de \hat{I} et θ (2.37), on peut tracer la courbe du couple $M_e(\theta, \hat{I})$. Cette surface est représentée à la figure 2.12.

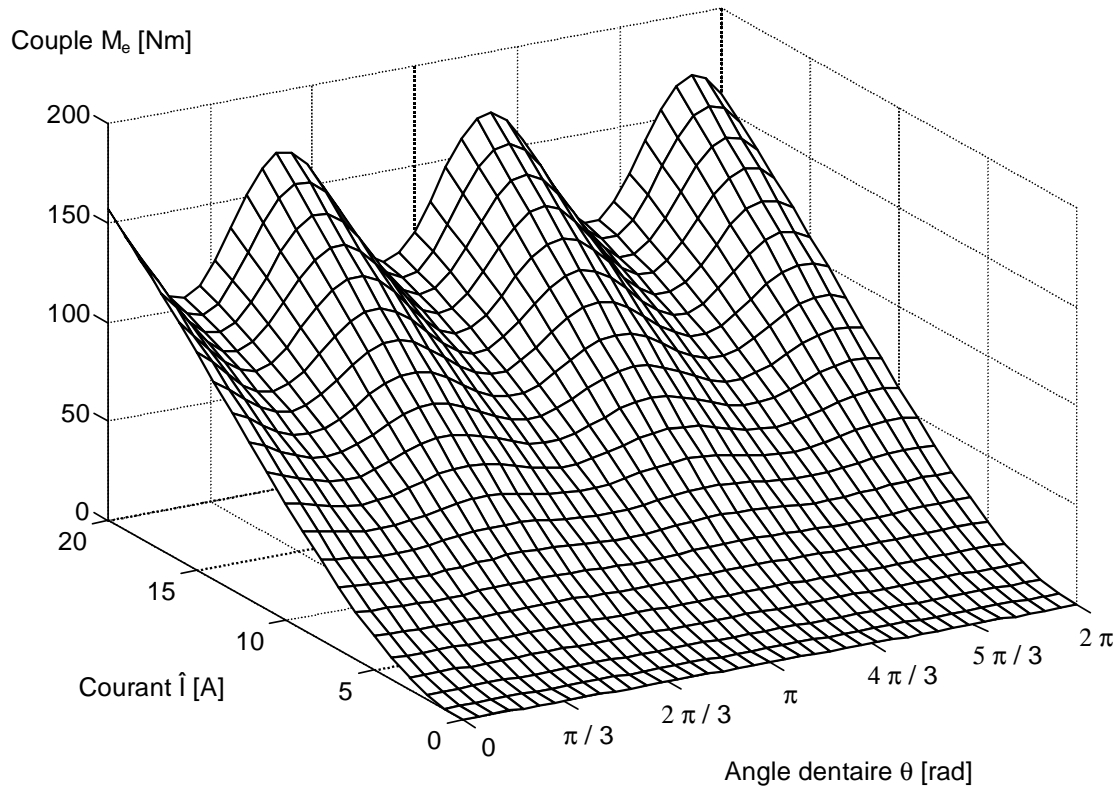


Fig. 2.12 Couple électromagnétique en milieu saturable selon la relation (2.69).

On constate que le phénomène de saturation magnétique provoque une ondulation du couple en fonction de la position du rotor, comme le montre également la figure 2.13. En examinant cette figure, on remarque que le couple électromagnétique possède une composante continue et une harmonique d'ordre 3. Ainsi, on peut exprimer l'expression (2.69) à l'aide de deux termes de la série de Fourier.

$$M_e(\theta, \hat{I}) = \frac{a_0}{2} + a_3 \cos(3\theta) + b_3 \sin(3\theta) = \frac{a_0}{2} + A_3 \cos(3\theta + \varphi_3) \quad (2.70)$$

Les coefficients de Fourier se calculent selon les relations suivantes :

$$a_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} M_e(\theta, \hat{I}) \cdot \cos(k\theta) d\theta \quad b_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} M_e(\theta, \hat{I}) \cdot \sin(k\theta) d\theta \quad (2.71)$$

$$A_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \quad \varphi_k = -\arctan \frac{b_k}{a_k} \quad k = 0, 3 \quad (2.72)$$

La figure 2.14 représente la composante continue du couple en fonction du courant de phase \hat{I} . L'enveloppe min. et max. correspond à la surface balayée par les valeurs possibles du couple en tenant compte de l'ondulation. La figure 2.15 représente l'amplitude A_3 et la phase φ_3 de l'harmonique 3. Le calcul de l'amplitude des autres harmoniques donne des valeurs nulles.

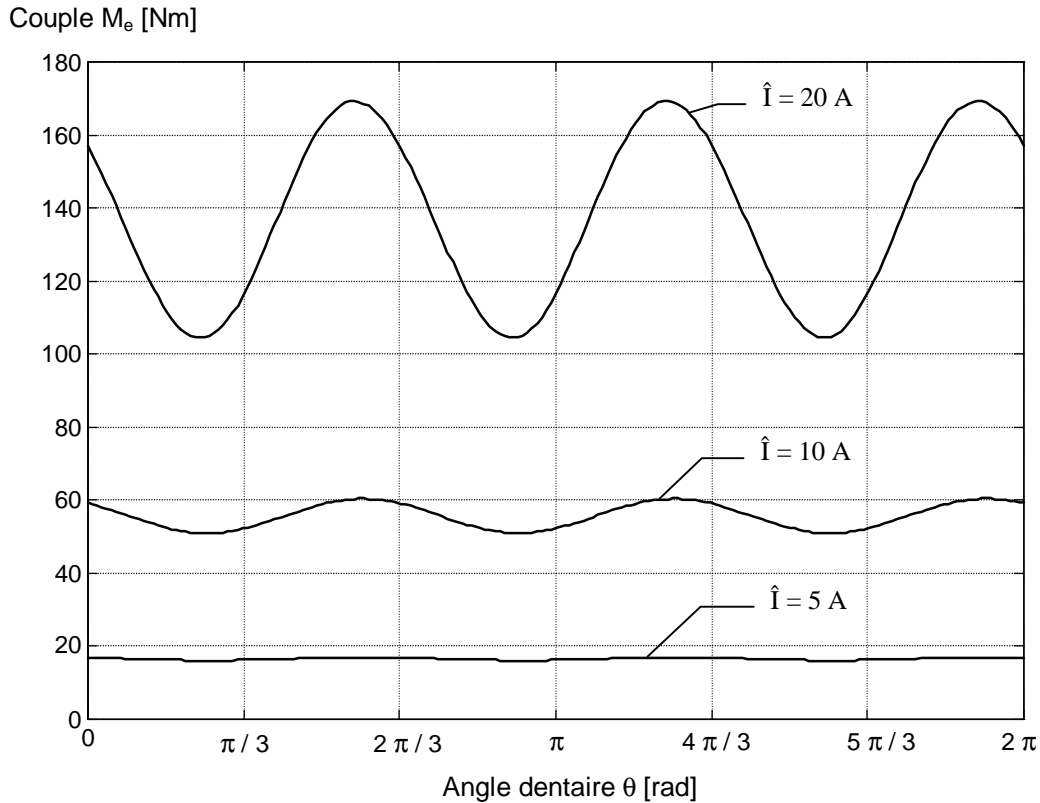


Fig. 2.13 Allure du couple en fonction de la position du rotor, selon la relation (2.69).

Composante DC du couple [Nm]

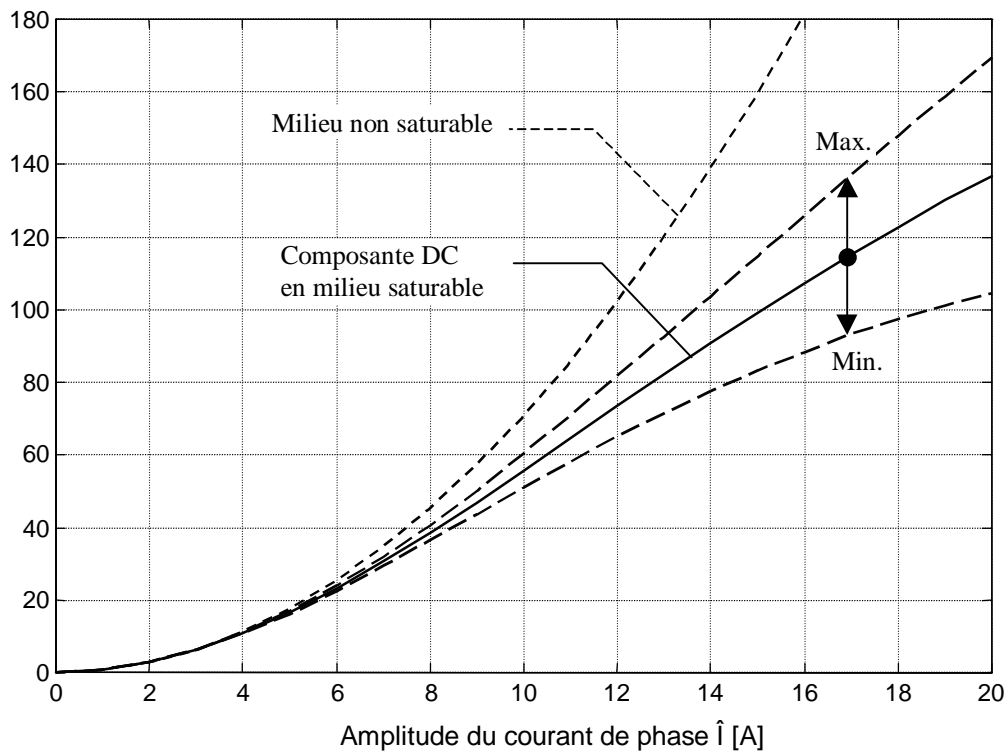


Fig. 2.14 Composante continue du couple en milieu saturable.

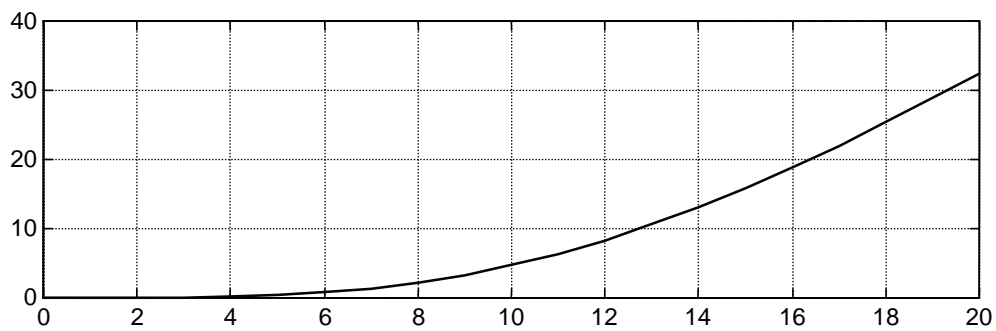
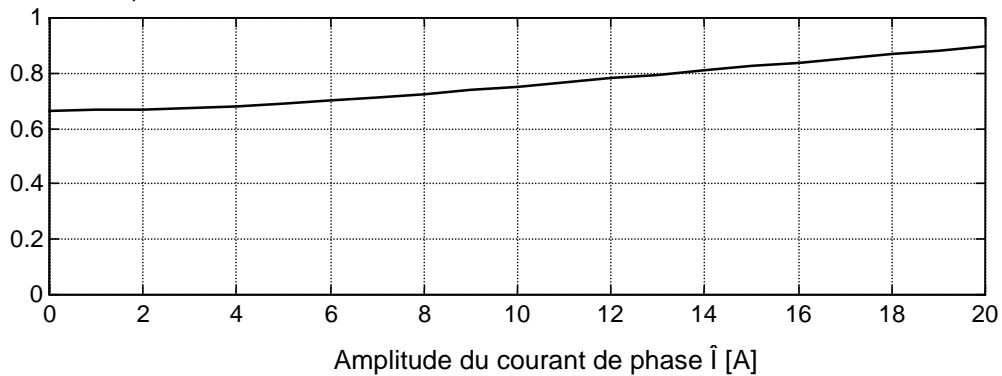
Amplitude de l'harmonique 3 A_3 [Nm]Déphasage φ_3 [rad]

Fig. 2.15 Amplitude et phase de l'harmonique 3 du couple en milieu saturable.

Finalement, il serait intéressant de visualiser l'état de saturation atteint lorsque l'on applique le système de courant sinusoïdal triphasé (2.37) en fonction de la position du rotor. Une manière d'y parvenir consiste à représenter la trajectoire du flux magnétique de la phase 1 sur une rotation d'une dent pour un couple M_e donné. En effet, on a :

$$\theta \in [0; 2\pi] \quad \rightarrow \quad i_1 = \left| \hat{I} \cos\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{4}\right) \right| \quad (2.73)$$

Il suffit d'introduire les couples (θ, i_1) dans l'expression (2.61) du flux magnétique en milieu saturable $\Psi(\theta, i)$ pour obtenir la trajectoire souhaitée. La figure 2.16 représente la trajectoire du flux magnétique pour un couple électromagnétique idéal de $M_e = 126$ Nm, soit une amplitude de $\hat{I} = 13.3$ A pour le courant de phase selon (2.41).

On remarque que la saturation n'est pas encore très prononcée le long de cette trajectoire. Pourtant, en lisant les courbes des figures 2.14 et 2.15, on obtient un couple dont la composante continue est de 85 Nm avec une harmonique 3 dont l'amplitude est de 11.3 Nm.

Par la suite, on négligera la saturation en ce qui concerne la composante continue du couple. En revanche, l'ondulation harmonique d'ordre 3 sera prise en compte par les méthodes de compensation des ondulations du couple électromagnétique.

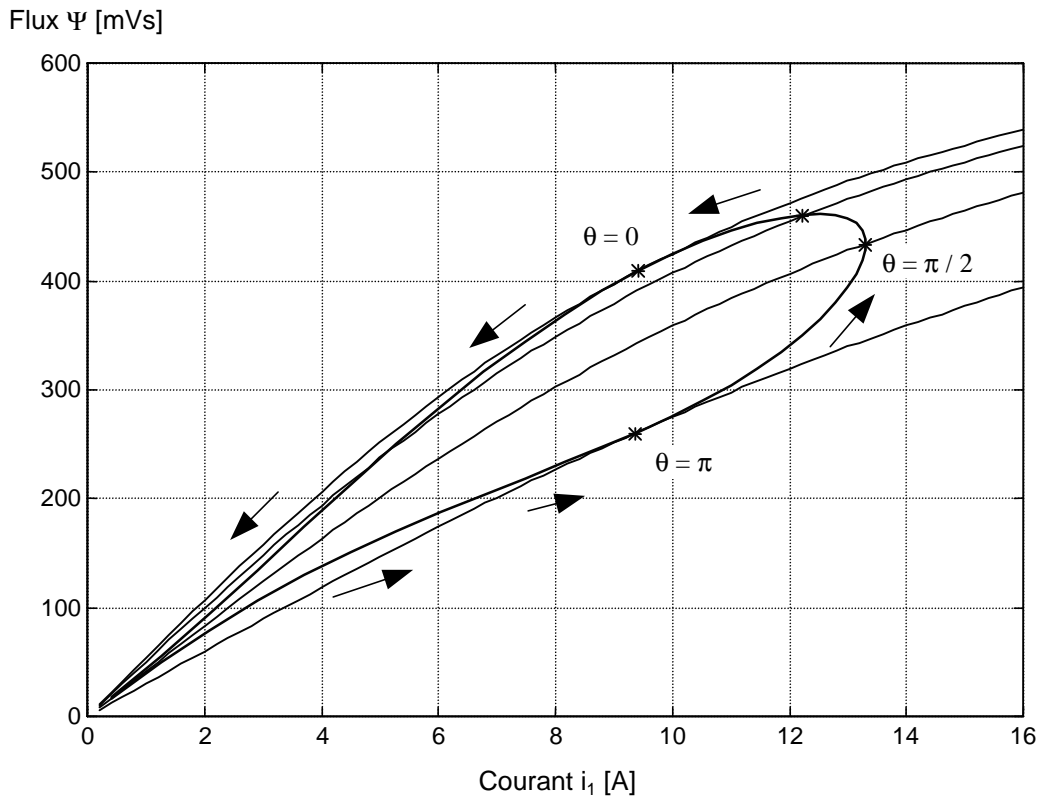


Fig. 2.16 Trajectoire du flux magnétique pour $M_e = 126$ Nm.

3. REGLAGE DU COUPLE PAR MODE DE GLISSEMENT

3.1 INTRODUCTION

Le couple électromagnétique généré dans le moteur ne peut pas être mesuré directement. Certains torsiomètres peuvent tout au plus fournir une mesure du couple transmis en régime quasi-stationnaire, mais ne peuvent en aucun cas servir de contre-réaction pour un réglage du couple électromagnétique. Ainsi, lorsque l'on parle de réglage de couple dans le domaine des entraînements réglés, il s'agit en fait de l'imposer indirectement par les courants statoriques.

L'étude d'une stratégie de réglage des courants de phase implique une modélisation complète du système comprenant le moteur et l'onduleur. La modélisation du moteur réluctant direct a fait l'objet du chapitre 2, mettant en œuvre l'interaction entre le couple électromagnétique et les courants de phase. Il s'agit maintenant de modéliser le fonctionnement de l'onduleur à pulsations.

A la section 3.2, on déterminera l'effet de l'état de commutation de l'onduleur sur l'évolution des courants de phase dans le référentiel tournant. Le modèle ainsi obtenu permettra de faire quelques considérations sur le choix de la stratégie de réglage et sur les limites du réglage de couple. Le modèle sera également utilisé pour la simulation numérique. Le passage au référentiel statorique permettra de mettre en évidence quelques réflexions au sujet de la fréquence de commutation des branches de l'onduleur.

Le choix et la présentation d'une stratégie pour le réglage des courants de phase seront abordés à la section 3.3. On optera pour un réglage par mode de glissement dans le référentiel statorique, sans prémagnétisation.

A la section 3.4, on définira la caractéristique du couple électromagnétique maximal en fonction de la vitesse de rotation du rotor. On mettra en évidence les limites du réglage de couple imposées par cette caractéristique.

A la section 3.5, on présentera les performances du réglage de couple à travers l'étude de sauts indicels de la consigne de couple. Les mesures seront comparées avec les résultats de la simulation numérique.

3.2 MODELISATION DU REGLAGE PAR MODE DE GLISSEMENT

3.2.1 Considérations générales

Etant donné le couplage en étoile des trois phases du moteur réluctant direct, on utilisera un onduleur à pulsations triphasé pour assurer son alimentation. Le schéma de ce convertisseur est présenté à la figure 3.1. Les trois branches de l'onduleur permettent de définir 8 états de commutation dont deux sont identiques donnant 7 positions du phaseur spatial des tensions de phase [11]. La commutation d'un état à l'autre va permettre de régler les trois courants de phase.

On s'intéressera donc ici à la modélisation du système comprenant le moteur et l'onduleur à pulsations triphasé. Cette modélisation permettra de mieux comprendre l'interaction entre l'état de commutation de l'onduleur et l'évolution des courants de phase.

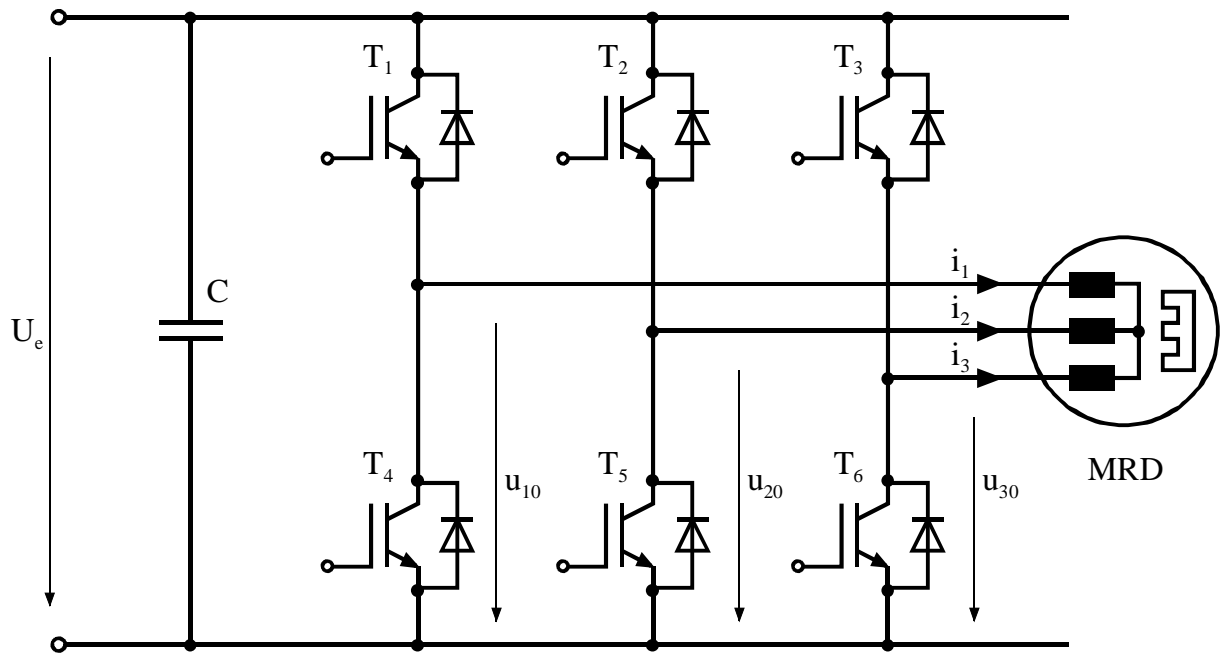


Fig. 3.1 Schéma de l'alimentation du moteur.

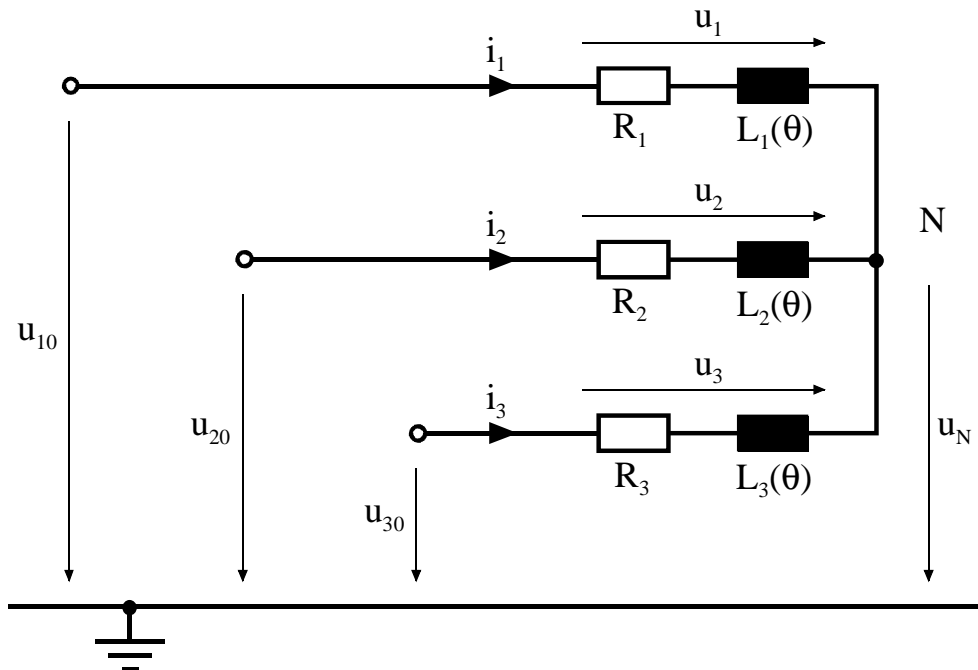


Fig. 3.2 Modèle du moteur réluctant alimenté par un onduleur à pulsations.

Le modèle du système moteur-onduleur est présenté à la figure 3.2. Les tensions d'alimentation u_{10} , u_{20} et u_{30} peuvent être soit à 0V, soit à la tension continue U_e suivant l'état de commutation de la branche correspondante. On peut donc définir les 8 états de commutation à l'aide d'une numérotation binaire selon le tableau 3.1. L'état de commutation est défini par rapport aux tensions de branches u_{k0} et non pas par rapport aux signaux de commande des transistors. De cette manière, on s'affranchit des problèmes liés aux temps de commutation des transistors et au temps d'antichévauchement.

Il faut noter que les états 0 et 7 produisent les mêmes tensions de phase aux bornes du moteur.

Etats de commutation	u_{10}	u_{20}	u_{30}
0	0	0	0
1	0	0	U_e
2	0	U_e	0
3	0	U_e	U_e
4	U_e	0	0
5	U_e	0	U_e
6	U_e	U_e	0
7	U_e	U_e	U_e

Tableau 3.1 Les états de commutation de l'onduleur.

En utilisant le modèle du système moteur-onduleur décrit par le schéma de la figure 3.2, on peut écrire quelques relations de base, liées à la connexion en étoile des phases du moteur réluctant direct. On a d'une part

$$\sum_{k=1}^3 i_k = 0 \quad (3.1)$$

$$\begin{cases} u_1 - u_2 = u_{10} - u_{20} \\ u_1 - u_3 = u_{10} - u_{30} \end{cases} \quad (3.2)$$

D'autre part et de manière tout à fait générale, l'expression pour la tension de la phase k s'écrit :

$$u_k = R_k i_k + \frac{d\Psi_k}{dt} = R_k i_k + \frac{\partial \Psi_k}{\partial i_k} \frac{di_k}{dt} + \frac{\partial \Psi_k}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dt} \quad (3.3)$$

En gardant l'hypothèse d'un milieu non saturable avec $\Psi_k = L_k i_k$, on obtient

$$u_k = R_k i_k + L_k \frac{di_k}{dt} + \frac{d\theta}{dt} \frac{\partial L_k}{\partial \theta} i_k = L_k \frac{di_k}{dt} + i_k \left(R_k + \frac{d\theta}{dt} \frac{\partial L_k}{\partial \theta} \right) \quad (3.4)$$

3.2.2 Modélisation du système moteur-onduleur dans le référentiel tournant

En introduisant l'expression de la tension de phase (3.4) dans le système d'équations (3.2), on obtient un système d'équations différentielles permettant de déterminer l'évolution des courants de phase en fonction de l'état de commutation des branches de l'onduleur et de la position du rotor θ . Dans ce paragraphe, on exprimera ce système d'équations différentielles par rapport au référentiel tournant à la moitié de la vitesse angulaire dentaire et en sens inverse, conformément au référentiel précédemment utilisé.

On peut exprimer les courants de phase par les composantes i_α et i_β du phaseur spatial dans le référentiel tournant $\underline{i} = i_\alpha + j i_\beta$, selon la relation (2.22) et la condition (2.27). L'indice k représente le numéro de la phase ($k = 1, 2, 3$).

$$i_k = i_\alpha \cos\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) + i_\beta \sin\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \quad (3.5)$$

La dérivée de ces courants par rapport au temps est donnée par

$$\begin{aligned} \frac{di_k}{dt} = & \frac{di_\alpha}{dt} \cos\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) + \frac{di_\beta}{dt} \sin\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) - \\ & - \frac{1}{2} \frac{d\theta}{dt} \left[i_\alpha \sin\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) - i_\beta \cos\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

En introduisant (3.5) et (3.6) dans l'expression de la tension de phase (3.4), on obtient

$$\begin{aligned} u_k = & i_\alpha \left[\left(R_k + \frac{d\theta}{dt} \frac{\partial L_k}{\partial \theta} \right) \cos\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) - \frac{1}{2} L_k \frac{d\theta}{dt} \sin\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \right] + \\ & + i_\beta \left[\left(R_k + \frac{d\theta}{dt} \frac{\partial L_k}{\partial \theta} \right) \sin\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) + \frac{1}{2} L_k \frac{d\theta}{dt} \cos\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \right] + \\ & + \frac{di_\alpha}{dt} L_k \cos\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) + \frac{di_\beta}{dt} L_k \sin\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

En faisant l'hypothèse que les parties résistives de chaque phase sont identiques et que les inductances varient sinusoidalement avec la position angulaire θ , on a

$$\begin{aligned} R_k &= R \\ L_k &= L_0 + \Delta L \cos\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \\ \frac{\partial L_k}{\partial \theta} &= -\Delta L \sin\left(\theta - (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

En introduisant les relations (3.8) dans l'expression de la tension de phase (3.7) et en introduisant cette dernière dans le système d'équations (3.2), on obtient le système d'équations différentielles suivant :

$$\begin{cases} A \frac{di_\alpha}{dt} + C \frac{di_\beta}{dt} = u_{10} - u_{20} - E \cdot i_\alpha - G \cdot i_\beta \\ B \frac{di_\alpha}{dt} + D \frac{di_\beta}{dt} = u_{10} - u_{30} - F \cdot i_\alpha - H \cdot i_\beta \end{cases} \quad (3.9)$$

où, après quelques transformations trigonométriques :

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{3} \left(L_0 + \frac{\Delta L}{2} \right) \sin\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{3}\right) \\ B &= -\sqrt{3} \left(L_0 + \frac{\Delta L}{2} \right) \sin\left(\frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{3}\right) \\ C &= -\sqrt{3} \left(L_0 - \frac{\Delta L}{2} \right) \cos\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{3}\right) \\ D &= \sqrt{3} \left(L_0 - \frac{\Delta L}{2} \right) \cos\left(\frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{3}\right) \\ E &= R\sqrt{3} \sin\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{3}\right) + \frac{d\theta}{dt} \frac{\sqrt{3}}{2} \left(L_0 + \frac{\Delta L}{2} \right) \cos\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{3}\right) \\ F &= -R\sqrt{3} \sin\left(\frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{3}\right) - \frac{d\theta}{dt} \frac{\sqrt{3}}{2} \left(L_0 + \frac{\Delta L}{2} \right) \cos\left(\frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{3}\right) \\ G &= -R\sqrt{3} \cos\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{3}\right) + \frac{d\theta}{dt} \frac{\sqrt{3}}{2} \left(L_0 - \frac{\Delta L}{2} \right) \sin\left(\frac{\theta}{2} + \frac{\pi}{3}\right) \\ H &= R\sqrt{3} \cos\left(\frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{3}\right) - \frac{d\theta}{dt} \frac{\sqrt{3}}{2} \left(L_0 - \frac{\Delta L}{2} \right) \sin\left(\frac{\theta}{2} - \frac{\pi}{3}\right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

Finalement, à partir du système (3.9) et après de nombreuses transformations trigonométriques, on obtient deux équations différentielles couplées.

$$\begin{aligned} \frac{di_\alpha}{dt} = & \frac{2}{3\left(L_0 + \frac{\Delta L}{2}\right)} \left[u_{10} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + u_{20} \cos\left(\frac{\theta}{2} + \frac{2\pi}{3}\right) + u_{30} \cos\left(\frac{\theta}{2} - \frac{2\pi}{3}\right) \right] - \\ & - \frac{1}{\left(L_0 + \frac{\Delta L}{2}\right)} \left[R i_\alpha + \frac{1}{2} \frac{d\theta}{dt} \left(L_0 - \frac{\Delta L}{2}\right) i_\beta \right] \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{di_\beta}{dt} = & \frac{2}{3\left(L_0 - \frac{\Delta L}{2}\right)} \left[u_{10} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) + u_{20} \sin\left(\frac{\theta}{2} + \frac{2\pi}{3}\right) + u_{30} \sin\left(\frac{\theta}{2} - \frac{2\pi}{3}\right) \right] - \\ & - \frac{1}{\left(L_0 - \frac{\Delta L}{2}\right)} \left[-\frac{1}{2} \frac{d\theta}{dt} \left(L_0 + \frac{\Delta L}{2}\right) i_\alpha + R i_\beta \right] \end{aligned}$$

Ces deux équations différentielles permettent d'obtenir l'évolution des courants de phase du moteur en fonction de l'état de commutation des branches de l'onduleur. La figure 3.3 montre le lieu géométrique des dérivées du phaseur spatial du courant de phase en fonction de l'état de commutation. Les phaseurs spatiaux tournent selon l'angle $\theta / 2$ et leurs sommets évoluent sur une ellipse.

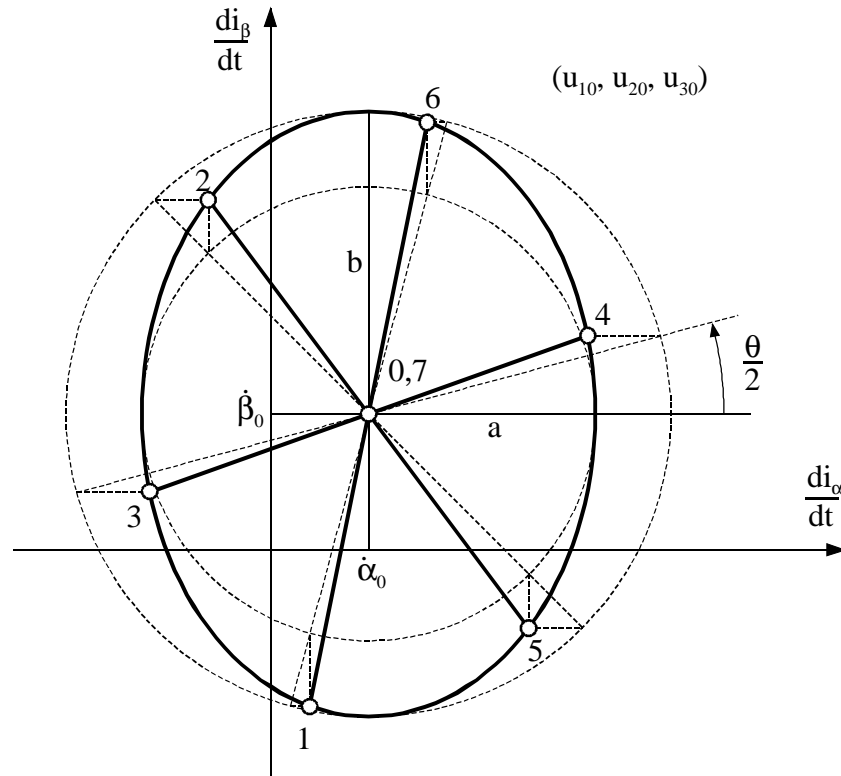


Fig. 3.3 Ellipse déterminant le lieu géométrique des dérivées du phaseur spatial des courants de phase selon les états de commutation de l'onduleur.

Les paramètres de l'ellipse (demi-axes a et b) ne dépendent que des paramètres du moteur L_0 et ΔL ainsi que de la tension continue de l'onduleur U_e . La position du centre de l'ellipse $(\dot{\alpha}_0, \dot{\beta}_0)$ dépend essentiellement du produit vitesse fois courant.

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{2U_e}{3\left(L_0 + \frac{\Delta L}{2}\right)} & b &= \frac{2U_e}{3\left(L_0 - \frac{\Delta L}{2}\right)} \\
 \dot{\alpha}_0 &= -\frac{1}{\left(L_0 + \frac{\Delta L}{2}\right)} \left[R i_\alpha + \frac{1}{2} \frac{d\theta}{dt} \left(L_0 - \frac{\Delta L}{2} \right) i_\beta \right] \\
 \dot{\beta}_0 &= -\frac{1}{\left(L_0 - \frac{\Delta L}{2}\right)} \left[-\frac{1}{2} \frac{d\theta}{dt} \left(L_0 + \frac{\Delta L}{2} \right) i_\alpha + R i_\beta \right]
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

En connaissant tous les paramètres de l'ellipse, il est possible de déterminer l'état de commutation des branches de l'onduleur permettant de réduire l'erreur sur le phaseur spatial du courant en fonction de la position angulaire du rotor θ . Une telle stratégie sera étudiée plus en détail au paragraphe 3.3.3. Cette ellipse permettra, à la section 3.4, de déterminer la caractéristique du couple maximal en fonction de la vitesse.

3.2.3 Modélisation du système moteur-onduleur dans le référentiel statorique

Pour obtenir les trois équations différentielles du courant dans le référentiel statorique, il suffit d'utiliser les équations (3.11) et d'opérer le changement de référentiel. On part donc de la relation (3.6) dans laquelle on introduit le résultat (3.11) en utilisant le phaseur spatial du courant en coordonnées polaires.

$$i_\alpha = \hat{I} \cos(\varphi) \quad i_\beta = -\hat{I} \sin(\varphi) \tag{3.13}$$

On obtient, après quelques transformations trigonométriques :

$$\begin{aligned}
 \frac{di_k}{dt} &= \frac{L_0}{L_0^2 - \frac{\Delta L}{4}} \left\{ u_{k0} - \frac{u_{10} + u_{20} + u_{30}}{3} \right. \\
 &\quad - \frac{\Delta L}{3L_0} \left[u_{10} \cos\left(\theta + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) + u_{20} \cos\left(\theta + k\frac{2\pi}{3}\right) + u_{30} \cos\left(\theta + (k+1)\frac{2\pi}{3}\right) \right] \\
 &\quad + R\hat{I} \left[-\cos\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3} + \varphi\right) + \frac{\Delta L}{2L_0} \cos\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3} - \varphi\right) \right] \\
 &\quad \left. + \frac{d\theta}{dt} \frac{\Delta L}{2} \hat{I} \left[\sin\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3} - \varphi\right) + \frac{\Delta L}{2L_0} \sin\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3} + \varphi\right) \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

L'équation différentielle (3.14) décrit l'évolution temporelle des courants de phase en fonction de l'état de commutation de l'onduleur et de la position du rotor. Dans l'optique d'étudier le comportement du courant de phase lié au phénomène de commutation, on peut le décomposer en une partie basse fréquence imposée par la consigne de courant et en une ondulation haute fréquence liée au réglage par mode de glissement.

$$i_k = i_{kBF} + i_{kHF} \quad (3.15)$$

La partie basse fréquence du courant de phase est donnée par la consigne :

$$i_{kBF} = \hat{I} \cos\left(\theta + (k-1)\frac{2\pi}{3} + \varphi\right) \quad (3.16)$$

Ainsi, la dérivée de l'ondulation du courant de phase liée au phénomène de commutation peut s'exprimer par :

$$\frac{di_{kHF}}{dt} = \frac{di_k}{dt} - \frac{\partial i_{kBF}}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{di_k}{dt} + \frac{d\theta}{dt} \hat{I} \sin\left(\theta + (k-1)\frac{2\pi}{3} + \varphi\right) \quad (3.17)$$

En introduisant l'expression (3.14) dans la relation (3.17), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{di_{kHF}}{dt} = & \frac{L_0}{L_0^2 - \frac{\Delta L}{4}} \left\{ u_{k0} - \frac{u_{10} + u_{20} + u_{30}}{3} - \right. \\ & - \frac{\Delta L}{3L_0} \left[u_{10} \cos\left(\theta + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) + u_{20} \cos\left(\theta + k\frac{2\pi}{3}\right) + u_{30} \cos\left(\theta + (k+1)\frac{2\pi}{3}\right) \right] + \\ & + R\hat{I} \left[-\cos\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3} + \varphi\right) + \frac{\Delta L}{2L_0} \cos\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3} - \varphi\right) \right] + \\ & \left. + \frac{d\theta}{dt} \frac{\Delta L}{2} \hat{I} \left[\sin\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3} - \varphi\right) + \frac{2L_0}{\Delta L} \sin\left(\frac{\theta}{2} + (k-1)\frac{2\pi}{3} + \varphi\right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Cette relation peut se décomposer en trois termes. Le premier est fonction de l'état de commutation de l'onduleur. Il s'agit d'une composante continue (1^{ère} ligne de (3.18)) et d'une ondulation en $\cos(\theta)$ (2^{ème} ligne de (3.18)). Le deuxième terme est proportionnel à la résistance de phase R et est pratiquement négligeable (3^{ème} ligne de (3.18)). Le troisième terme est une ondulation en $\cos(\theta/2)$ dont l'amplitude est proportionnelle au produit vitesse fois courant (dernière ligne de (3.18)).

Les figures 3.4, 3.5 et 3.6 représentent la partie haute fréquence de la dérivée du courant de la phase 1, donnée par l'expression (3.18). Elle est représentée en fonction de l'angle dentaire et paramétrisée par l'état de commutation de l'onduleur (0...7) pour trois vitesses différentes. Les graphiques ont été calculés avec les paramètres suivants :

$$\begin{array}{ll} L_0 = 42 \text{ mH} & U_e = 300 \text{ V} \\ \Delta L = 12 \text{ mH} & \hat{I} = 6 \text{ A} \\ R = 0.35 \Omega & \varphi = \pi / 4 \end{array}$$

Lorsque la vitesse de rotation est nulle (fig. 3.4), on peut choisir un état de commutation permettant d'accroître (états 4, 5 ou 6) ou de décroître (état 1, 2 ou 3) le courant de la phase 1 par rapport à la consigne. On constate que les états 0 et 7 ne produisent pratiquement pas de variation de courant.

Lorsque la vitesse de rotation n'est pas nulle (fig. 3.5), une certaine dissymétrie apparaît entre les possibilités d'accroître et de décroître le courant de phase. Par exemple, lorsque l'angle dentaire θ se trouve à $\pi / 2$, l'état de commutation 3 est le seul qui permette de décroître le courant.

Evidemment, lorsque la vitesse de rotation est très élevée (fig. 3.6), il apparaît des zones où l'onduleur ne peut plus régler le courant de phase. Dans le cas de la figure 3.6, il est impossible de décroître le courant autour de $\theta = \pi / 2$, ni de l'accroître autour de $\theta = 5 \pi / 2$.

En fait, ce phénomène ne dépend pas uniquement de la vitesse mais du produit vitesse fois courant. On en parlera plus en détail à la section 3.4.

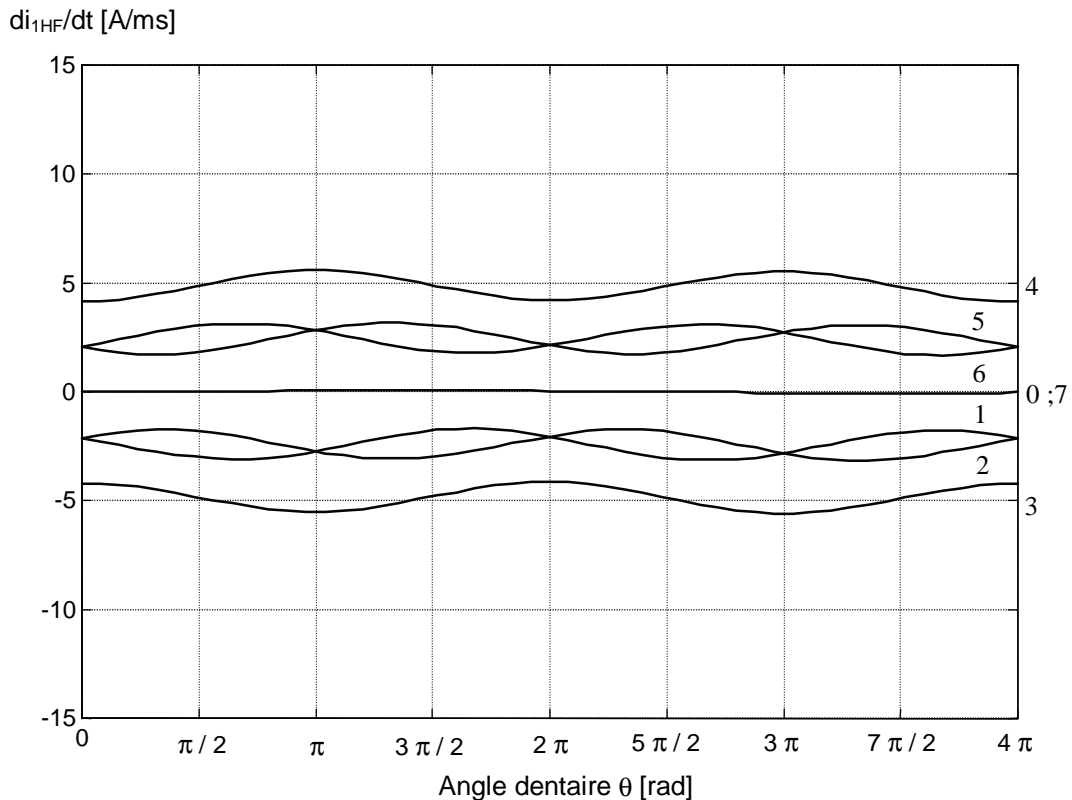


Fig. 3.4 Allure de la dérivée du courant de la phase 1, pour $\omega = 0 \text{ rad/s}$.

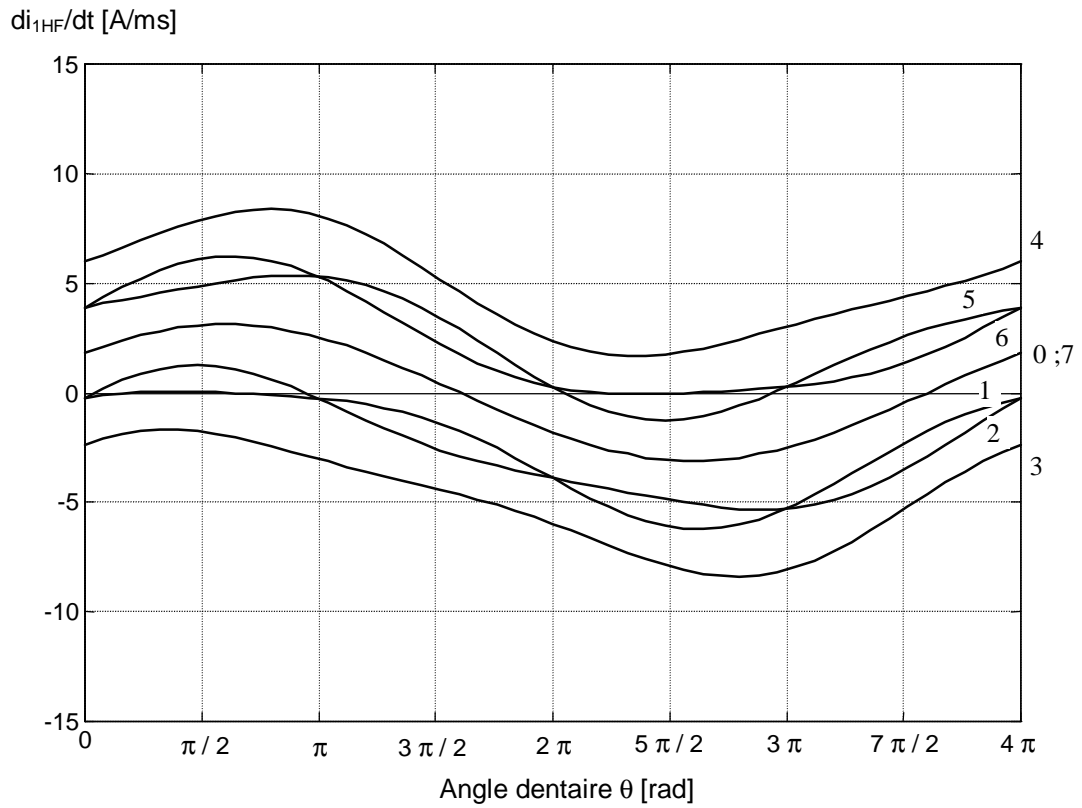


Fig. 3.5 Allure de la dérivée du courant de la phase 1, pour $\omega = 500$ rad/s.

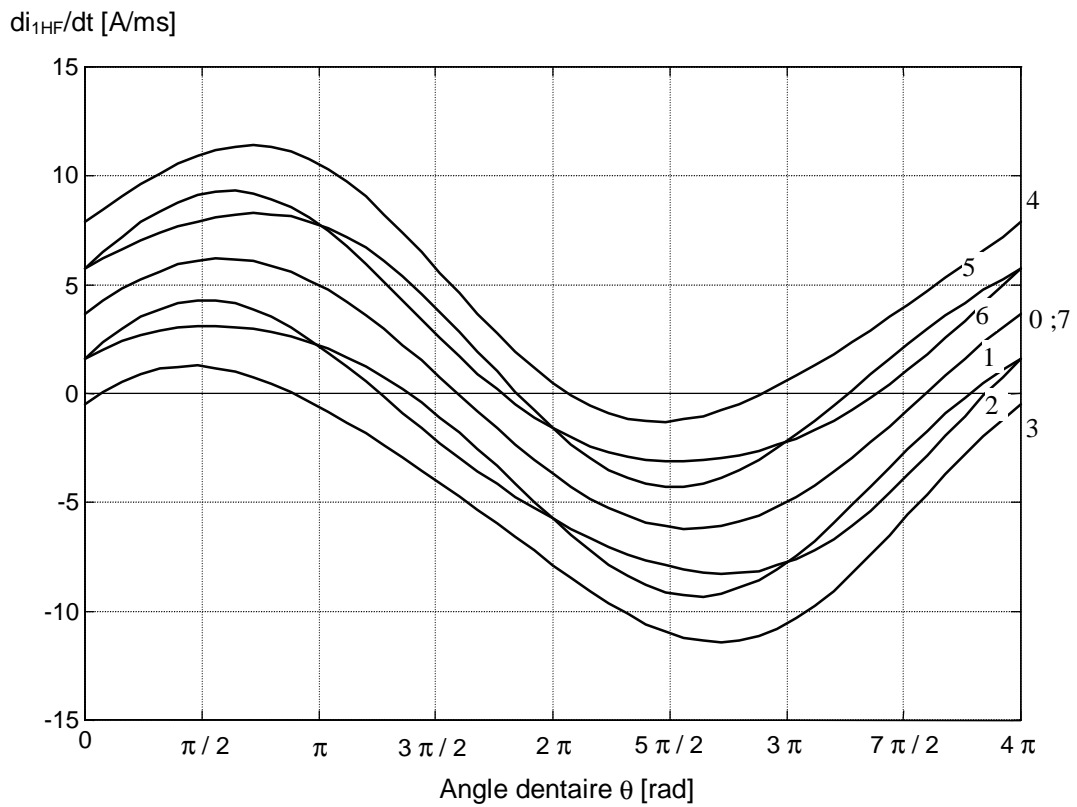


Fig. 3.6 Allure de la dérivée du courant de la phase 1, pour $\omega = 1000$ rad/s.

3.2.4 Fréquence de commutation

A partir de la relation (3.18) donnant la pente du courant en fonction de l'état de commutation de l'onduleur, on peut déterminer la fréquence maximale de commutation d'une branche. Cette fréquence dépend de la largeur de la bande d'hystérèse du courant Δi_h . La figure 3.7 montre l'allure du courant dans la bande d'hystérèse dans le cas où l'on considère le système réel (relation 3.14) et dans le cas où l'on ne considère que l'ondulation liée aux changements d'états (relation 3.18).

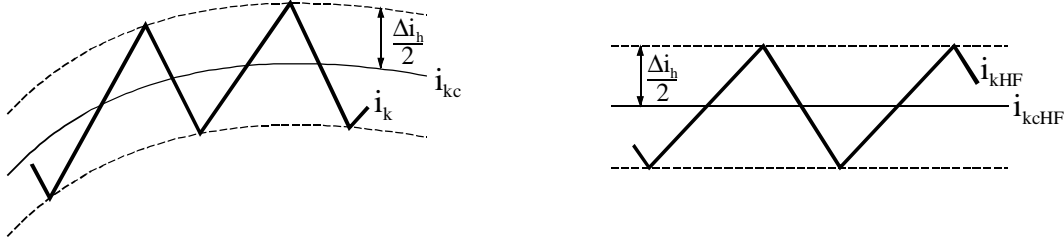


Fig. 3.7 Variation du courant de phase dans la bande d'hystérèse.

Evidemment, cette fréquence va dépendre des états de commutation choisis par le régulateur. Il s'agira donc de déterminer la fréquence maximale de commutation de manière à dimensionner les éléments semiconducteurs de l'onduleur et à choisir une largeur raisonnable pour la bande d'hystérèse. Par souci de simplification, la fréquence de commutation sera déterminée pour la phase 1, mais le concept est rigoureusement identique pour les deux autres phases. L'allure du courant i_{kHF} peut se décomposer approximativement par des segments de droite dont la pente correspond aux valeurs maximales et minimales. Ainsi, la fréquence de commutation maximale s'obtient par :

$$f_{\max} = \left(\frac{\Delta i_h}{\left. \frac{di_{1HF}}{dt} \right|_{\max}} - \frac{\Delta i_h}{\left. \frac{di_{1HF}}{dt} \right|_{\min}} \right)^{-1} = \frac{1}{\Delta i_h} \cdot \frac{\left. \frac{di_{1HF}}{dt} \right|_{\max}}{\left. \frac{di_{1HF}}{dt} \right|_{\min} - \left. \frac{di_{1HF}}{dt} \right|_{\max}} \quad (3.19)$$

En examinant les figures 3.4, 3.5 et 3.6 on constate que, pour la phase 1, la pente de courant est toujours maximale pour l'état de commutation 4 et minimale pour l'état de commutation 3. On peut donc introduire (3.18) dans (3.19) et on obtient

$$f_{\max} = \frac{1}{2} \frac{1}{\Delta i_h} \frac{L_0}{L_0^2 - \frac{\Delta L^2}{4}} \left(A - \frac{B^2}{A} \right) \quad (3.20)$$

où : $A = \frac{U_e}{3} \left(2 - \frac{\Delta L}{L_0} \cos(\theta) \right)$

$$B = R\hat{I} \left[-\cos\left(\frac{\theta}{2} + \varphi\right) + \frac{\Delta L}{2L_0} \cos\left(\frac{\theta}{2} - \varphi\right) \right] + \frac{d\theta}{dt} \frac{\Delta L}{2} \hat{I} \left[\sin\left(\frac{\theta}{2} - \varphi\right) + \frac{\Delta L}{2L_0} \sin\left(\frac{\theta}{2} + \varphi\right) \right]$$

La représentation de la fréquence de commutation maximale en fonction de l'angle dentaire se trouve à la figure 3.8 pour trois vitesses différentes. Les paramètres sont les mêmes que pour l'établissement des trois derniers graphiques avec une bande d'hystérèse $\Delta i_h = 0.2$ A.

En examinant cette figure, on constate que lorsque la vitesse est élevée, la fréquence de commutation tombe à zéro pour certaines positions. Ces endroits correspondent aux instants où tous les états de commutation donnent une dérivée du courant dans le même sens.

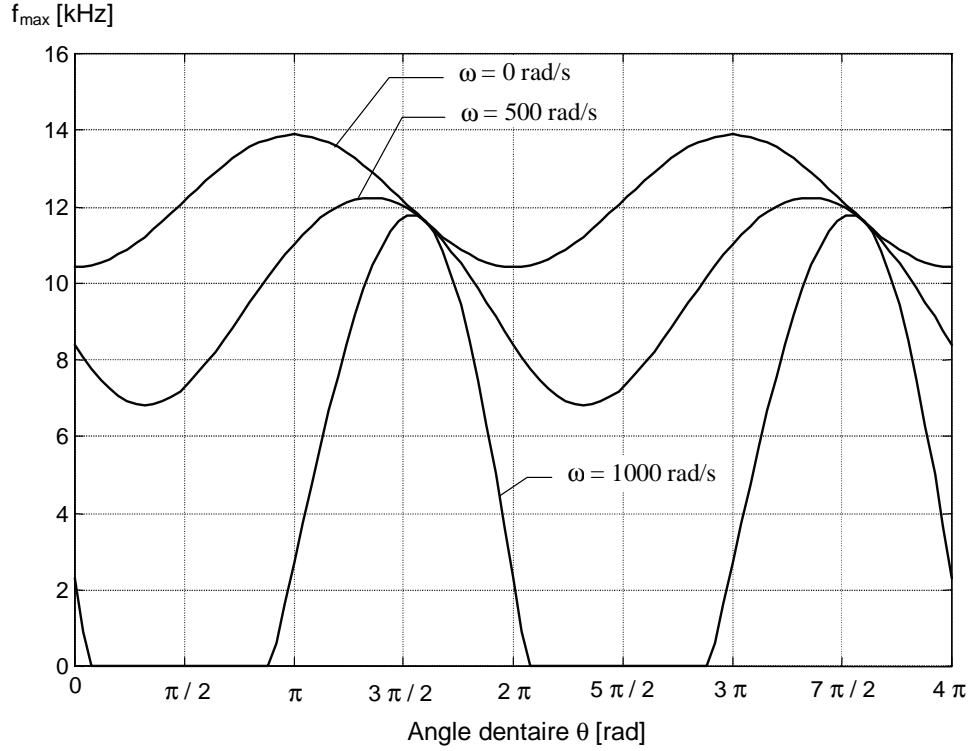


Fig.3.8 Allure de la fréquence de commutation maximale.

On remarque également que la fréquence est maximale lorsque la vitesse est nulle. De plus, on a montré que le terme faisant intervenir la résistance de phase R est généralement négligeable. Ainsi, on peut déterminer la fréquence de commutation maximale de la façon suivante :

$$f_{\max} = \frac{U_e}{3\Delta i_h} \cdot \frac{1}{L_0 - \frac{\Delta L}{2}} \quad (3.21)$$

Avec les paramètres utilisés dans ce paragraphe, la relation (3.21) donne

$$f_{\max} = 14.7 \text{ kHz}$$

Au terme résistif près, cette valeur correspond bien avec le maximum que l'on peut lire sur le graphe de la figure 3.8. Cette fréquence de commutation constitue un maximum correspondant à des conditions bien particulières. En pratique, la fréquence de commutation sera probablement beaucoup plus faible.

3.3 STRATEGIE DE REGLAGE DES COURANTS DE PHASE

3.3.1 Généralités

Il existe plusieurs méthodes permettant d'imposer la forme du courant dans les phases du moteur. Dans cette section, on présentera brièvement trois stratégies différentes avec leurs principales caractéristiques. Il s'agit du :

- Réglage des courants triphasés par des régulateurs PI.
- Réglage par mode de glissement dans le référentiel tournant.
- Réglage par mode de glissement dans le référentiel statorique.

3.3.2 Réglage des courants triphasés par des régulateurs PI

Cette méthode consiste à imposer les courants de phase par une modulation PWM des tensions de phase. Dans le référentiel statorique, elle requiert l'emploi de trois régulateurs PI permettant de commander l'onduleur à pulsation par la méthode de sous-oscillation [9]. On pourrait également utiliser cette méthode dans le référentiel tournant en appliquant une transformation de coordonnées à la mesure des courants de phase. Dans ce cas, deux régulateurs PI suffiraient. Mais, comme les équations dans les deux axes du référentiel tournant sont couplées et que la tension de phase n'est pas sinusoïdale, il n'y a aucun intérêt à utiliser cette méthode dans le référentiel tournant.

Ce type de réglage a l'avantage d'avoir une fréquence de pulsation constante. Par contre, l'ondulation du courant est variable. Malheureusement, la mesure du courant doit être filtrée pour éliminer l'ondulation, ce qui produit une erreur en amplitude et en phase et diminue la rapidité de réglage. Par conséquent, le courant de phase ne peut pas suivre correctement la consigne variant sinusoïdalement en fonction du temps. Ainsi, l'emploi de cette configuration n'est pas recommandé dans le cas du moteur réluctant direct où les prestations dynamiques peuvent être très élevées.

3.3.3 Réglage des courants par mode de glissement dans le référentiel tournant

La méthode la plus rapide et la mieux adaptée pour le réglage des courants de phase du moteur réluctant direct est sans doute le réglage par mode de glissement dans le référentiel tournant.

Le schéma bloc de cette méthode est présenté à la figure 3.9. Les trois courants de phase sont mesurés et transformés en deux composantes du phaseur spatial dans le référentiel tournant i_α et i_β . Pour cette transformation, on a besoin de l'angle dentaire θ mesuré à l'aide du capteur inductif intégré. Les deux comparateurs à hystérèse fournissent les deux signaux logiques d'erreur d_1 et d_2 à partir de l'écart de réglage dans les axes α et β .

La stratégie de commande (SC) consiste à choisir le meilleur état de commutation possible, compte tenu des deux signaux d'erreur et de la position du rotor. L'influence de chacun des 8 états de commutation est déterminée en fonction de l'angle dentaire par les paramètres de l'ellipse des états de commutation, introduite au paragraphe 3.2.2. Le choix de l'état de commutation 0 ou 7 est défini de manière à commuter une seule branche et réduire ainsi la fréquence de commutation de l'onduleur.

Pour améliorer encore la stratégie de commande, on peut utiliser des comparateurs ayant deux domaines d'hystérèse [10]. Lorsque le courant dans l'un des deux axes se trouve dans le domaine restreint, on choisira un état de commutation produisant une variation faible, de façon à minimiser la fréquence de commutation. En revanche, si le courant se trouve dans le domaine élargi, on choisira l'état de commutation produisant le plus de variation, de manière à ramener rapidement le système dans le domaine restreint.

Cette méthode de réglage est très performante. Malheureusement, elle est relativement difficile à mettre en œuvre en ce qui concerne la stratégie de commande. En effet, on a montré que dans le plan complexe de la dérivée du phaseur spatial du courant, les états de commutation se déplacent autour d'une ellipse en fonction de l'angle dentaire θ et que le centre de l'ellipse se déplace en fonction du produit vitesse fois courant. Cette complexité de fonctionnement rend ardu le choix de l'état de commutation adéquat. De plus, il est nécessaire de bien connaître les paramètres du moteur et la tension continue du circuit intermédiaire pour garantir un fonctionnement optimal de l'organe de commande.

On verra, au paragraphe 3.3.4, que le réglage des courants par mode de glissement devient beaucoup plus simple à réaliser dans le référentiel statorique et qu'il donne des résultats satisfaisants. Pour cette raison, le réglage dans le référentiel tournant ne sera pas traité dans le cadre de ce travail et pourra faire l'objet de développements futurs.

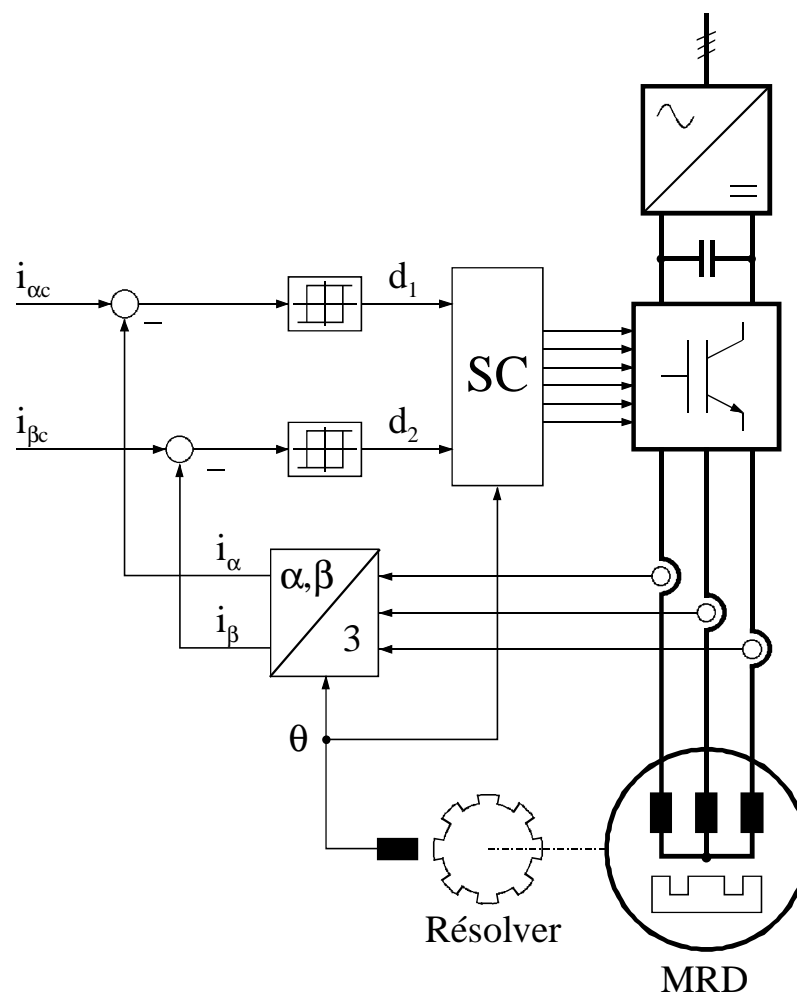


Fig. 3.9 Réglage des courants par mode de glissement dans le référentiel tournant.

3.3.4 Réglage des courants par mode de glissement dans le référentiel statorique

Contrairement au réglage dans le référentiel tournant (§3.3.3), la réalisation du réglage des courants de phase par mode de glissement dans le référentiel statorique est très simple. Le schéma bloc de cette méthode est représenté à la figure 3.10. Il suffit d'appliquer une transformation de coordonnées sur la consigne de manière à obtenir les trois consignes de courants sinusoïdales. Les consignes de courants sont comparées avec les mesures par trois comparateurs à hystérèse fournissant les trois signaux logiques d_1 , d_2 et d_3 . Cette méthode est également appelée commande directe par des régulateurs à action à deux positions [11].

L'organe de commande (OC) est maintenant très simple car chaque branche de l'onduleur est commandée séparément par les signaux d_1 à d_3 . Ainsi, l'organe de commande doit uniquement s'occuper de générer les temps d'antiveauement.

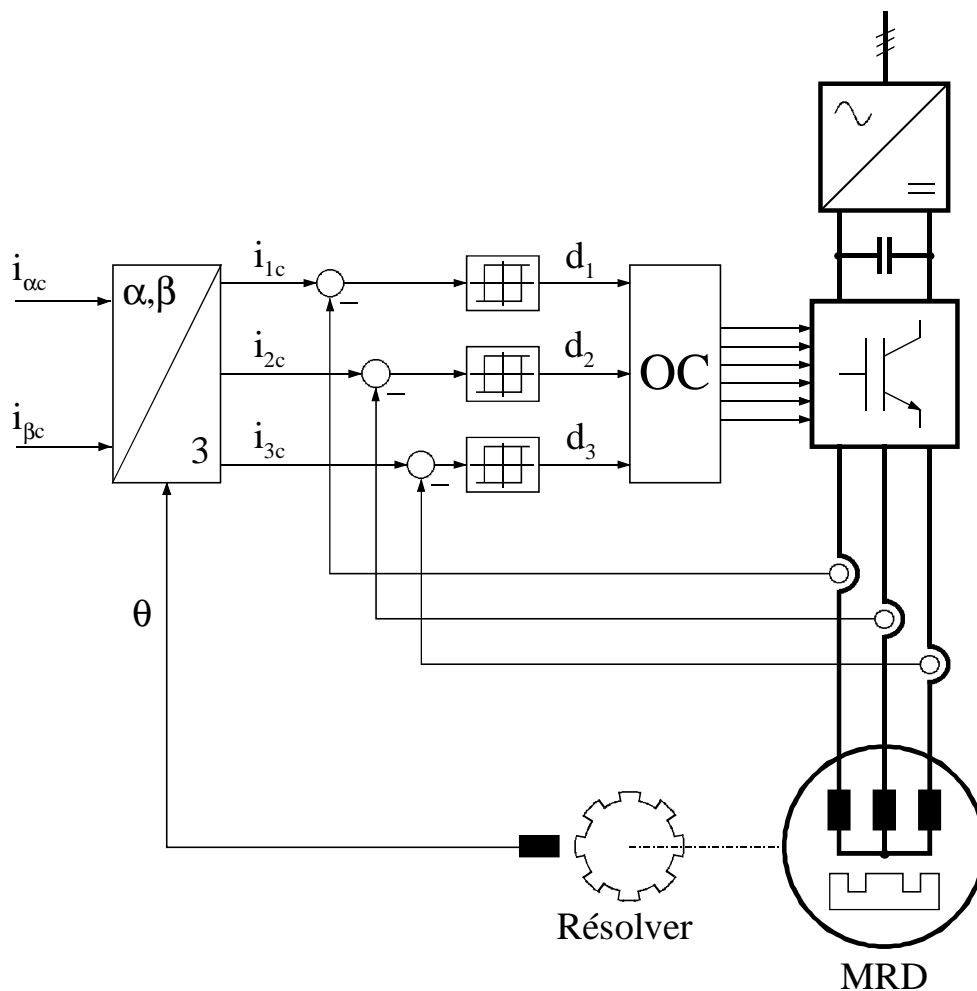


Fig. 3.10 Réglage des courants par mode de glissement dans le référentiel statorique.

La caractéristique d'un régulateur à action à deux positions se trouve à la figure 3.11. En fonction de l'écart de réglage

$$i_{ek} = i_{kc} - i_k \quad (3.22)$$

le signal logique d_k vaut

$$\begin{aligned} d_k &= 1 \quad \text{pour} \quad i_{ek} \geq \Delta i_h / 2 \\ d_k &= 0 \quad \text{pour} \quad i_{ek} \leq -\Delta i_h / 2 \end{aligned} \quad (3.23)$$

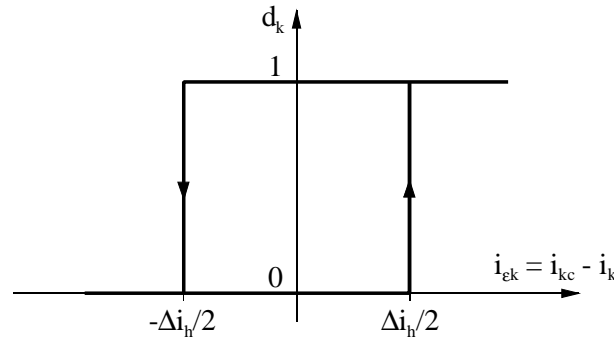


Fig. 3.11 Caractéristique d'un régulateur à action à deux positions.

Il est opportun de représenter les seuils de basculement des régulateurs à action à deux positions dans le plan (α^s, β^s) du système de coordonnées fixe par rapport au stator. On obtient trois paires de droites, appelées les droites de basculement [9], délimitant un hexagone dans le plan $(i_{e\alpha}^s, i_{e\beta}^s)$. En régime établi, la trajectoire des écarts de réglage devrait toujours se trouver à l'intérieur de cet hexagone.

La simulation du fonctionnement complet des régulateurs à action à deux positions appliqués au réglage des courants de phase du moteur réluctant direct est représentée aux figures 3.12 et 3.13. La simulation a été réalisée pour une tension continue $U_e = 300 \text{ V}$, une zone d'hystérèse $\Delta i_h = 0.2 \text{ A}$ et une consigne de couple de 20 Nm .

La figure 3.12 représente l'allure temporelle de l'écart de réglage au niveau des trois courants et dans le plan (α^s, β^s) . La figure 3.13 représente la trajectoire des écarts de réglage à l'intérieur de l'hexagone formé par les droites de basculement.

Comme il y a une interaction entre les trois phases (deux degrés de liberté pour trois régulateurs), il est possible que, momentanément, l'écart de réglage sorte de la zone d'hystérèse donnée par l'hexagone. Il est également possible que pendant un certain laps de temps, une voire deux branches ne commutent pas. On obtient ainsi une répartition assez irrégulière des instants de commutation avec une fréquence de pulsation variable.

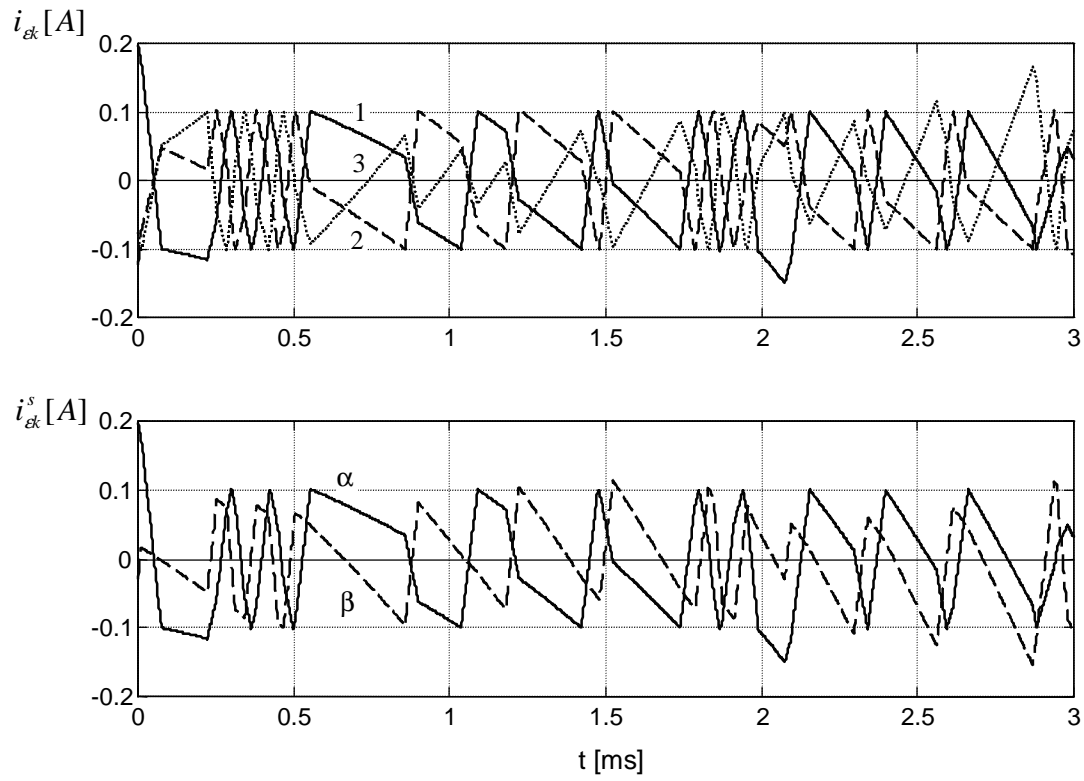


Fig. 3.12 Simulation temporelle des écarts de réglage.

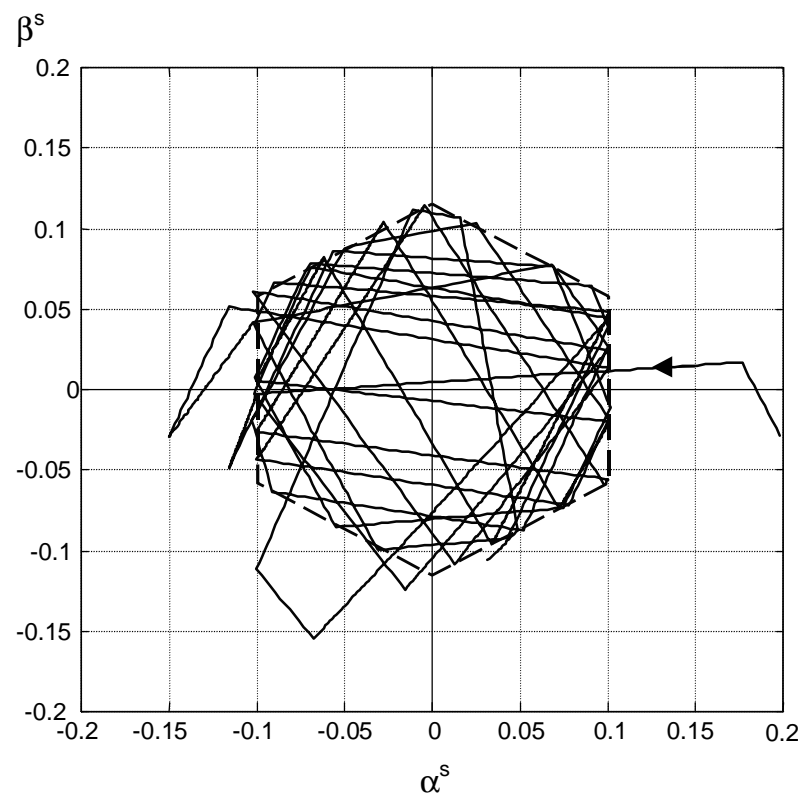


Fig. 3.13 Simulation de la trajectoire des écarts de réglage.

3.3.5 Réglage du couple électromagnétique

Le réglage du couple électromagnétique peut se faire selon plusieurs méthodes, différenciées par la manière d'imposer les consignes des courants de phase.

Dans le cas du moteur asynchrone par exemple, on impose généralement un courant i_α constant de manière à maintenir le flux magnétique nominal dans la machine [9]. Ainsi, le couple électromagnétique devient proportionnel au courant i_β servant de grandeur de commande. On peut également envisager l'emploi de cette méthode dans le cadre du moteur réductant direct. Une deuxième méthode consiste à égaliser les courants i_α et i_β en les faisant varier simultanément. Ces deux méthodes seront appelées respectivement réglage du couple avec ou sans prémagnétisation.

- Réglage du couple avec prémagnétisation :

$$\begin{aligned} i_{\alpha c} &= \sqrt{\frac{4 \cdot M_{\max}}{3Z_r \Delta L}} = \text{cste} \\ i_{\beta c} &= -\frac{4 \cdot M_{ec}}{3Z_r \Delta L} \cdot \frac{1}{i_{\alpha c}} \end{aligned} \quad (3.24)$$

- Réglage du couple sans prémagnétisation :

$$\begin{aligned} i_{\alpha c} &= \sqrt{\frac{4 \cdot |M_{ec}|}{3Z_r \Delta L}} \\ i_{\beta c} &= -\text{sign}(M_{ec}) \cdot i_{\alpha c} \end{aligned} \quad (3.25)$$

On peut noter qu'il serait possible de faire la prémagnétisation avec le courant i_β et de régler le couple par l'intermédiaire du courant i_α . Cependant, comme le grand axe de l'ellipse des états de commutation se trouve toujours dans la direction de l'axe β , l'influence des états de commutation est plus faible dans l'axe α . Il est donc plus judicieux de maintenir i_α constant et de faire les grandes variations sur i_β .

Pour comparer les deux méthodes, on a simulé la réponse du système à un saut de consigne de couple de 0 à 100 Nm, puis de 100 à 0 Nm. Le moteur est simulé par le système d'équations différentielles (3.11) et les courants de phase sont réglés par trois régulateurs à action à deux positions avec une hystérèse de $\Delta i_h = 0.2$ A. Les figures 3.14 et 3.15 représentent la simulation du couple électromagnétique et des composantes du phaseur spatial du courant dans le référentiel tournant. Dans le cas du réglage avec prémagnétisation, le couple électromagnétique est proportionnel au courant i_β et varie linéairement. Par contre, dans le cas du réglage sans prémagnétisation, le couple est proportionnel au carré du courant et la réponse est plus lente.

Du point de vue pratique, la circulation du courant de prémagnétisation produit une forte ondulation du couple liée à la saturation et aux défauts dans l'épanouissement polaire. Ces ondulations de couple se manifestent également en régime établi, de sorte que le gain du régulateur de vitesse superposé doit être réduit.

Finalement, pour garantir un fonctionnement stable, réduire le bruit acoustique et réduire les pertes à faible couple, on utilisera le réglage de couple sans prémagnétisation. De plus, avec ce type de réglage, il devient aisé de procéder à un affaiblissement du champ à haute vitesse (paragraphe 3.5.4).

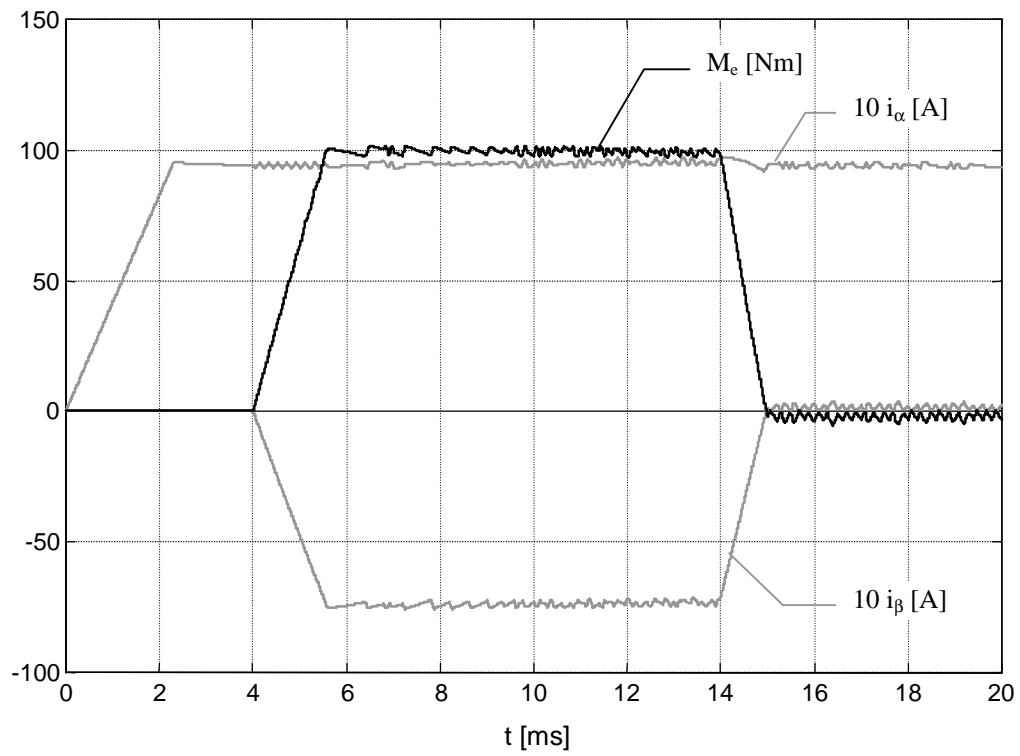


Fig. 3.14 Réglage du couple avec prémagnétisation.

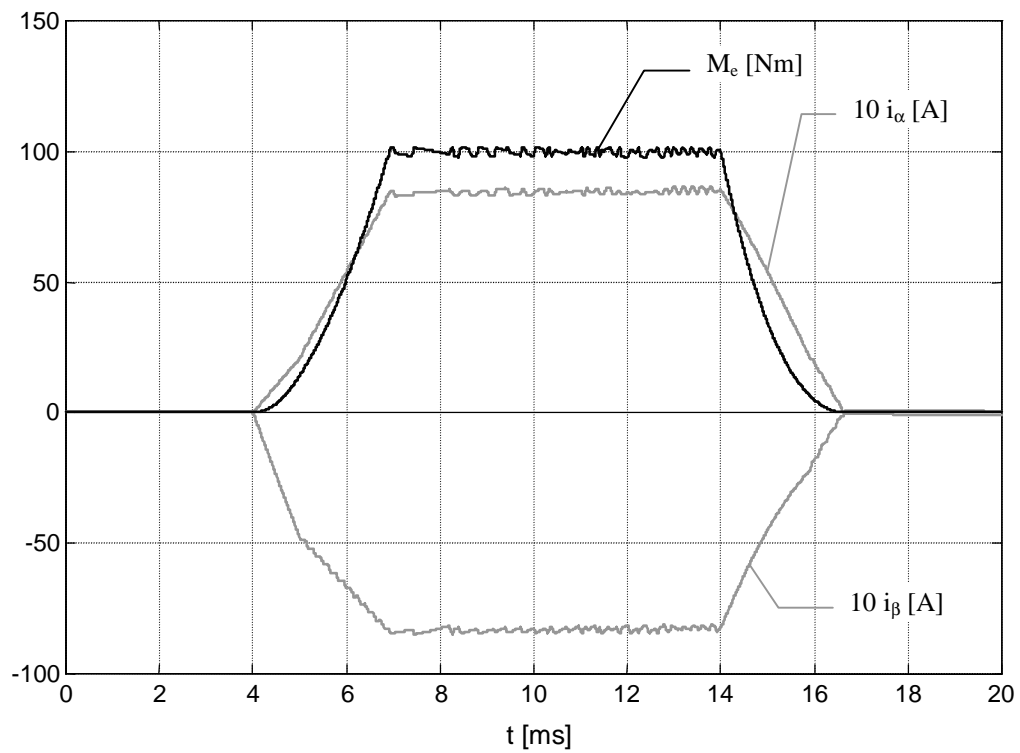


Fig. 3.15 Réglage du couple sans prémagnétisation.

Le schéma bloc du réglage de couple choisi est illustré à la figure 3.16. Le réglage des courants de phase se fait dans le référentiel statorique et le réglage de couple se fait sans prémagnétisation. Les trois consignes des courants de phase i_{1c} à i_{3c} sont calculées par ordinateur à partir de la consigne de couple M_{ec} et de l'angle dentaire θ . L'angle φ vaut respectivement $\pm \pi/4$ selon que la consigne de couple est positive ou négative. De cette façon, on impose toujours $|i_{\alpha c}| = |i_{\beta c}|$ pour un réglage sans prémagnétisation. Le calcul des cosinus nécessaire pour générer les consignes des courants de phase s'effectue à partir de tables, permettant ainsi de réduire le temps de calcul.

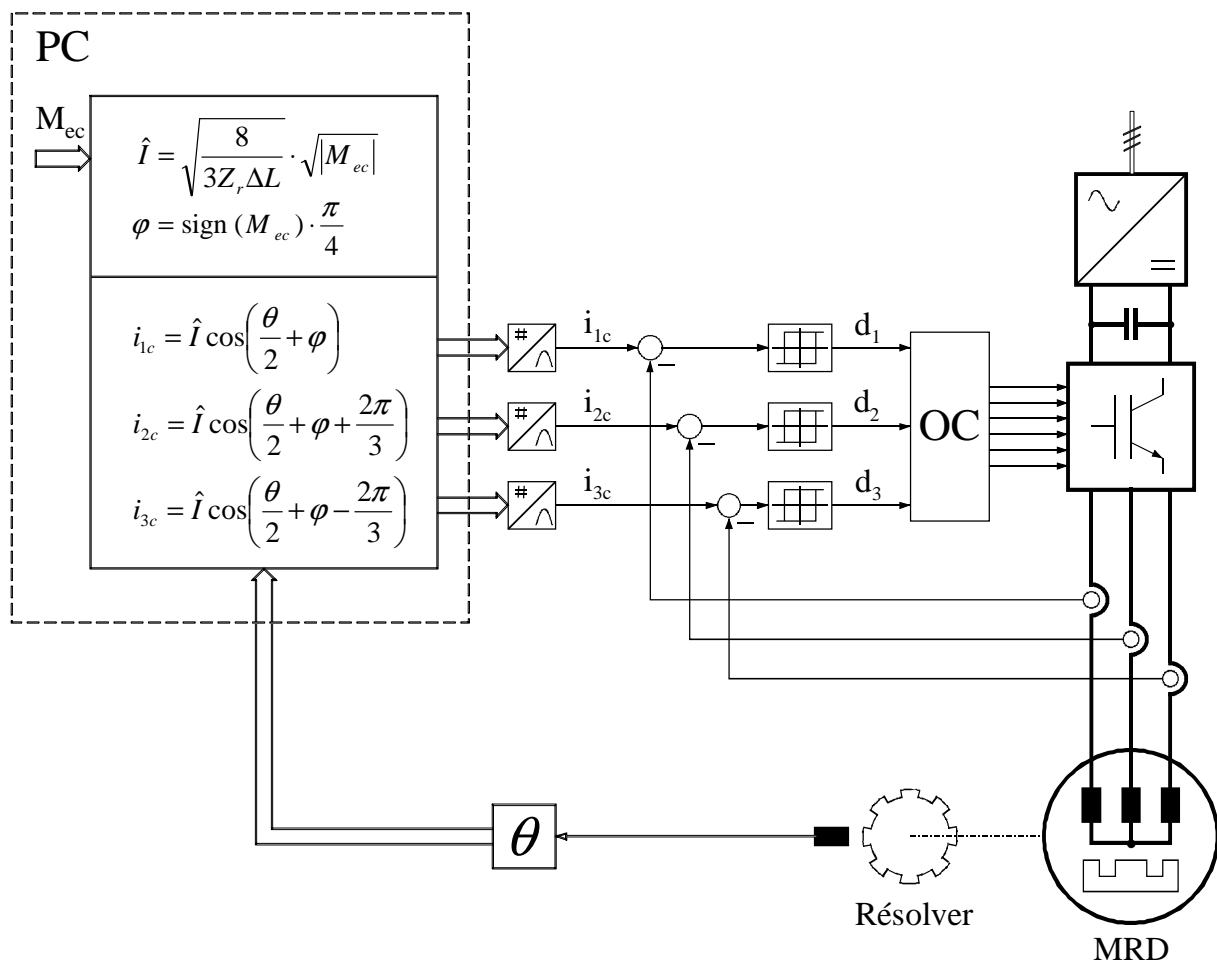


Fig. 3.16 Schéma bloc du réglage de couple par mode de glissement (sans prémagnétisation).

3.4 LIMITES DU REGLAGE DE COUPLE

3.4.1 Généralités

La modélisation du réglage de couple, menée au paragraphe 3.2.2, montre que lorsque l'on considère le plan formé par les dérivées du phaseur spatial des courants de phase, le lieu géométrique des états de commutation se trouve sur une ellipse. Le réglage par mode de glissement des courants de phase permet de commuter rapidement d'un état à l'autre de manière à suivre la consigne. Mais, pour que le réglage puisse suivre la consigne, il doit exister en permanence un ensemble d'états de commutation permettant d'imposer une dérivée positive ou négative dans les deux axes α et β . Cette condition est satisfaite tant que l'origine du plan des dérivées du phaseur spatial se trouve dans un triangle formé par trois états de commutation, comme le montre l'exemple de la figure 3.17. En effet, lors d'un mode de glissement idéal, la commutation judicieuse de trois états permet d'atteindre n'importe quel point du triangle formé par ces trois états.

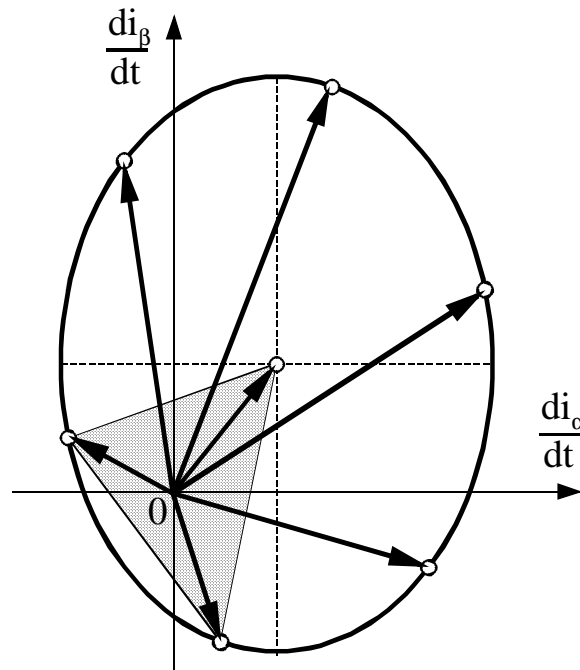


Fig. 3.17 Position de l'ellipse des états de commutation.

Les paramètres de l'ellipse sont donnés par les relations (3.12). On constate que, lorsque le produit vitesse fois courant augmente, l'ellipse a tendance à s'éloigner de l'origine du plan. On comprend que, si ce produit dépasse une certaine limite, l'origine ne pourra plus se trouver à l'intérieur du triangle et le réglage de courant ne pourra plus suivre la consigne. Il est néanmoins possible de repousser cette limite en augmentant la tension continue U_c car elle permet d'allonger les axes de l'ellipse.

Le paragraphe suivant permettra de déterminer analytiquement la limite du produit vitesse fois courant. A partir de ces résultats, on pourra présenter au paragraphe 3.4.3 la caractéristique couple - vitesse du moteur réluctant direct.

3.4.2 Limite théorique

Il s'agit donc de déterminer quel est l'éloignement maximal de l'ellipse des états de commutation permettant de garantir que l'origine du plan se trouve toujours dans un triangle formé par trois états de commutation. Les paramètres de l'ellipse sont donnés par la relation (3.12). Cependant, l'éloignement maximal de l'ellipse se produit à des vitesses suffisamment élevées pour pouvoir négliger la résistance de phase R . Dans ces conditions, les longueurs des demi-axes sont données par :

$$a = \frac{2 \cdot U_e}{3 \left(L_0 + \frac{\Delta L}{2} \right)}, \quad b = \frac{2 \cdot U_e}{3 \left(L_0 - \frac{\Delta L}{2} \right)} \quad (3.26)$$

et, en insérant (2.38) dans (3.12), l'éloignement du centre de l'ellipse devient :

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_0 &= \frac{\sqrt{2}}{4} \cdot \frac{L_0 - \frac{\Delta L}{2}}{L_0 + \frac{\Delta L}{2}} \cdot \omega \hat{I} = k_1 \cdot \omega \hat{I} \\ \dot{\beta}_0 &= \frac{\sqrt{2}}{4} \cdot \frac{L_0 + \frac{\Delta L}{2}}{L_0 - \frac{\Delta L}{2}} \cdot \omega \hat{I} = k_2 \cdot \omega \hat{I} \end{aligned} \quad (3.27)$$

$$\text{avec : } k_1 = \frac{\sqrt{2}}{4} \cdot \frac{L_0 - \frac{\Delta L}{2}}{L_0 + \frac{\Delta L}{2}}, \quad k_2 = \frac{\sqrt{2}}{4} \cdot \frac{L_0 + \frac{\Delta L}{2}}{L_0 - \frac{\Delta L}{2}} \quad (3.28)$$

La figure 3.18 représente l'ellipse des états de commutation dans le plan des dérivées du phaseur spatial des courants de phase. Elle est positionnée à l'endroit limite où l'origine du plan se trouve juste sur un des côtés du triangle formé par trois états de commutation. Les états de commutation tournent autour de l'ellipse à raison d'un tour pour une rotation mécanique de deux dents.

Dans un premier temps, on cherchera une relation permettant de déterminer l'éloignement maximal du centre de l'ellipse $(\dot{\alpha}_{0\max}(\theta_1), \dot{\beta}_{0\max}(\theta_1))$ exprimé par $\omega \hat{I}$ en fonction de l'angle de positionnement des états de commutation θ_1 et des paramètres de l'ellipse. Pour obtenir cette relation, il suffit de trouver les coordonnées d'un point quelconque du segment de droite P_1P_2 en fonction de l'angle θ_1 et de le placer à l'origine du plan.

Ensuite, pour obtenir l'éloignement maximal $(\dot{\alpha}_{0\max}, \dot{\beta}_{0\max})$, il faudra déterminer quel est l'angle θ_1 le plus défavorable.

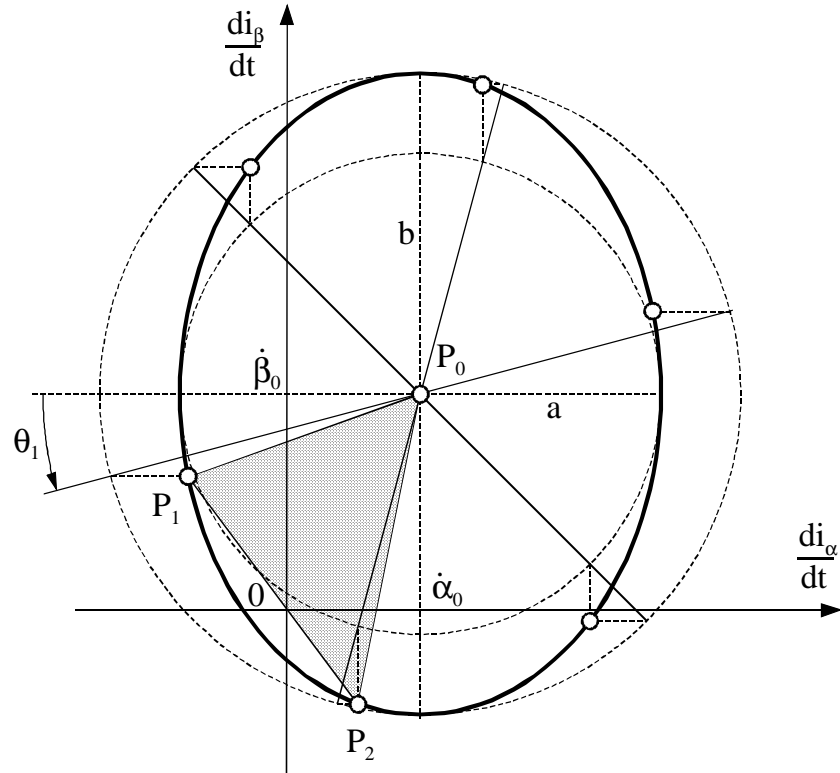


Fig. 3.18 Eloignement maximal de l'ellipse des états de commutation.

En fonction de l'angle de positionnement des états de commutation θ_1 , on peut calculer les coordonnées des points P_1 et P_2 .

$$P_1 = \dot{\alpha}_1 + j\dot{\beta}_1 \quad \text{avec:} \quad \begin{aligned} \dot{\alpha}_1 &= \dot{\alpha}_0 - a \cos(\theta_1) \\ \dot{\beta}_1 &= \dot{\beta}_0 - b \sin(\theta_1) \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$P_2 = \dot{\alpha}_2 + j\dot{\beta}_2 \quad \text{avec:} \quad \begin{aligned} \dot{\alpha}_2 &= \dot{\alpha}_0 - a \cos\left(\theta_1 + \frac{\pi}{3}\right) \\ \dot{\beta}_2 &= \dot{\beta}_0 - b \sin\left(\theta_1 + \frac{\pi}{3}\right) \end{aligned} \quad (3.30)$$

On peut maintenant donner les coordonnées d'un point P sur le segment P_1P_2 à une distance relative r de P_1 .

$$P = \dot{\alpha} + j\dot{\beta} \quad (3.31)$$

avec :

$$\begin{aligned} \dot{\alpha} &= \dot{\alpha}_1 + r \cdot (\dot{\alpha}_2 - \dot{\alpha}_1) = k_1 \omega \hat{I} - a \cos(\theta_1) + r \cdot a \left[\cos(\theta_1) - \cos\left(\theta_1 + \frac{\pi}{3}\right) \right] \\ \dot{\beta} &= \dot{\beta}_1 + r \cdot (\dot{\beta}_2 - \dot{\beta}_1) = k_2 \omega \hat{I} - b \sin(\theta_1) + r \cdot b \left[\sin(\theta_1) - \sin\left(\theta_1 + \frac{\pi}{3}\right) \right] \end{aligned} \quad (3.32)$$

Pour placer l'origine du plan sur le segment P_1P_2 , il suffit de poser les coordonnées du point P à zéro ($\dot{\alpha} = 0$ et $\dot{\beta} = 0$). Ainsi, en égalant les relations (3.32) à zéro et en éliminant la variable r, on obtient :

$$\omega\hat{l} \cdot \left[\frac{k_1}{a} \cos\left(\theta_1 + \frac{\pi}{6}\right) + \frac{k_2}{b} \sin\left(\theta_1 + \frac{\pi}{6}\right) \right] = \frac{\sqrt{3}}{2} \quad (3.33)$$

Cette expression donne la valeur maximale de l'éloignement de l'ellipse ($\omega\hat{l}$) en fonction de l'angle θ_1 . Pour trouver l'angle de positionnement des états de commutation θ_1 le plus défavorable, il faut déterminer la valeur minimale de ($\omega\hat{l}$) en dérivant la relation (3.33) par rapport à θ_1 et en égalant le résultat à zéro.

$$\frac{d}{d\theta_1} \omega\hat{l}(\theta_1) = \frac{\frac{k_1}{a} \sin\left(\theta_1 + \frac{\pi}{6}\right) - \frac{k_2}{b} \cos\left(\theta_1 + \frac{\pi}{6}\right)}{\left[\frac{k_1}{a} \cos\left(\theta_1 + \frac{\pi}{6}\right) + \frac{k_2}{b} \sin\left(\theta_1 + \frac{\pi}{6}\right) \right]^2} \quad (3.34)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\theta_1} \omega\hat{l}(\theta_1) = 0 & \Rightarrow \tan\left(\theta_1 + \frac{\pi}{6}\right) = \frac{k_2 a}{k_1 b} \\ \text{et : } \sin\left(\theta_1 + \frac{\pi}{6}\right) &= \frac{k_2 a}{\sqrt{(k_2 a)^2 + (k_1 b)^2}} \\ \cos\left(\theta_1 + \frac{\pi}{6}\right) &= \frac{k_1 b}{\sqrt{(k_2 a)^2 + (k_1 b)^2}} \end{aligned} \quad (3.35)$$

En introduisant (3.35) dans (3.33), on obtient la valeur maximale du produit ($\omega\hat{l}$).

$$\omega\hat{l}|_{\lim} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{k_1}{a}\right)^2 + \left(\frac{k_2}{b}\right)^2}} \quad (3.36)$$

Finalement, en remplaçant les coefficients a, b, k_1 et k_2 par les paramètres du moteur réducteur selon (3.26) et (3.28), on obtient la valeur maximale du produit ($\omega\hat{l}$) garantissant que l'origine du plan se trouve toujours dans un triangle formé par trois états de commutation.

$$\omega\hat{l}|_{\lim} = \frac{2U_e}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{L_0^2 + \frac{\Delta L^2}{4}}} \quad (3.37)$$

Ainsi, lorsque le produit ($\omega\hat{l}$) dépasse la valeur limite donnée par la relation (3.37), le réglage par mode de glissement des courants de phase ne peut plus suivre la consigne. Cette limitation permettra de déterminer une caractéristique couple - vitesse, étudiée au paragraphe suivant.

3.4.3 Caractéristique couple – vitesse

Le couple électromagnétique est proportionnel au carré du courant \hat{I} par la relation (2.41). Ainsi, comme le produit $(\omega\hat{I})$ est limité, il existe un couple maximum à ne pas dépasser qui est fonction de la vitesse du moteur. En insérant (3.37) dans l'expression du couple (2.41), on obtient le couple électromagnétique limite en fonction de la vitesse angulaire ω .

$$M_{e\max}(\omega) = \frac{U_e^2}{\omega^2} \cdot \frac{Z_r \Delta L}{2L_0^2 + \frac{\Delta L^2}{2}} \quad (3.38)$$

Dans l'optique de mesurer la caractéristique couple – vitesse, on a réalisé un réglage de vitesse superposé au réglage de couple. Le réglage de vitesse sera étudié plus en détail dans le chapitre 4. La mesure de la caractéristique couple – vitesse consiste à appliquer un couple de freinage M_f constant et d'augmenter la consigne de vitesse très lentement. Lorsque l'on atteint la vitesse limite correspondant au couple M_f , le phaseur spatial du courant de phase \underline{i} ne peut plus suivre la consigne et le couple électromagnétique M_e s'effondre. De cette façon, il est donc aisé de mesurer cette vitesse limite.

La figure 3.19 montre la caractéristique couple – vitesse mesurée pour une tension continue $U_e = 300$ V et $U_e = 400$ V. Sur le même graphique, on a représenté la caractéristique théorique donnée par la relation (3.38). On remarque que la caractéristique mesurée se trouve légèrement en deçà des prévisions théoriques. Cela est dû principalement à la période d'échantillonnage et au temps de calcul nécessaire pour la génération des trois consignes de courant. Ces retards prennent de l'importance à grande vitesse. L'influence de la période d'échantillonnage sera mise en évidence au paragraphe suivant.

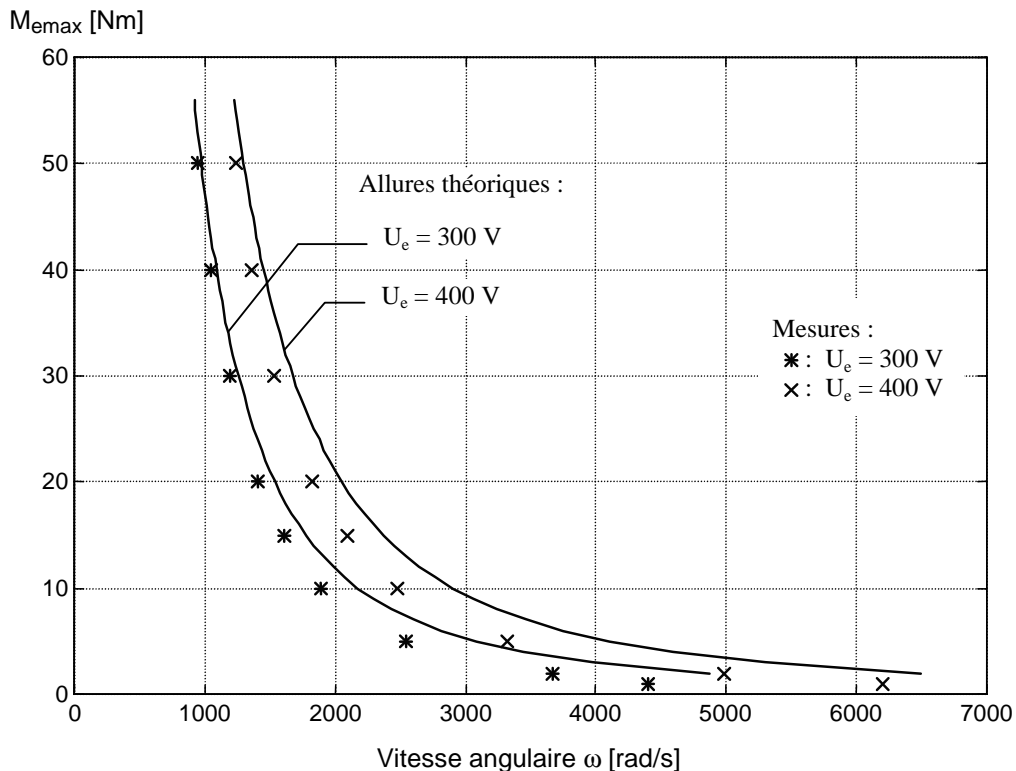


Fig. 3.19 Caractéristique couple – vitesse.

3.5 SAUT DE COUPLE

3.5.1 Essais pratiques

Afin de visualiser les caractéristiques du réglage de couple et de mettre en évidence la limitation du produit ($\omega\hat{I}$), on imposera au moteur un saut de couple. Il s'agit d'appliquer une consigne de couple constante pendant un certain laps de temps.

Les figures 3.20 et 3.21 représentent l'allure de la vitesse angulaire ω lorsque l'on applique un saut de la consigne de couple d'une durée de 200 ms avec une tension du circuit intermédiaire U_e de respectivement 300 V et 400 V.

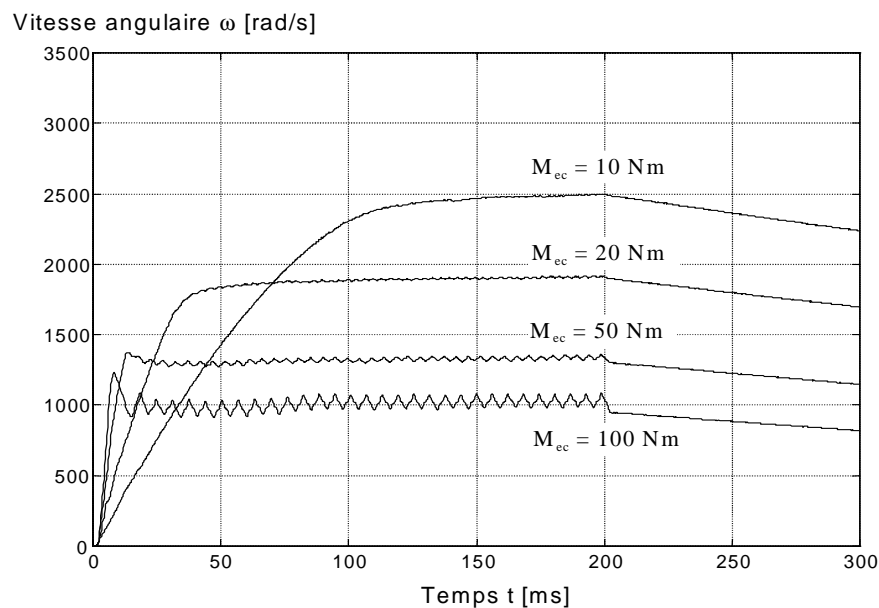


Fig. 3.20 Vitesses mesurées lors de sauts de couple pour $U_e = 300$ V.

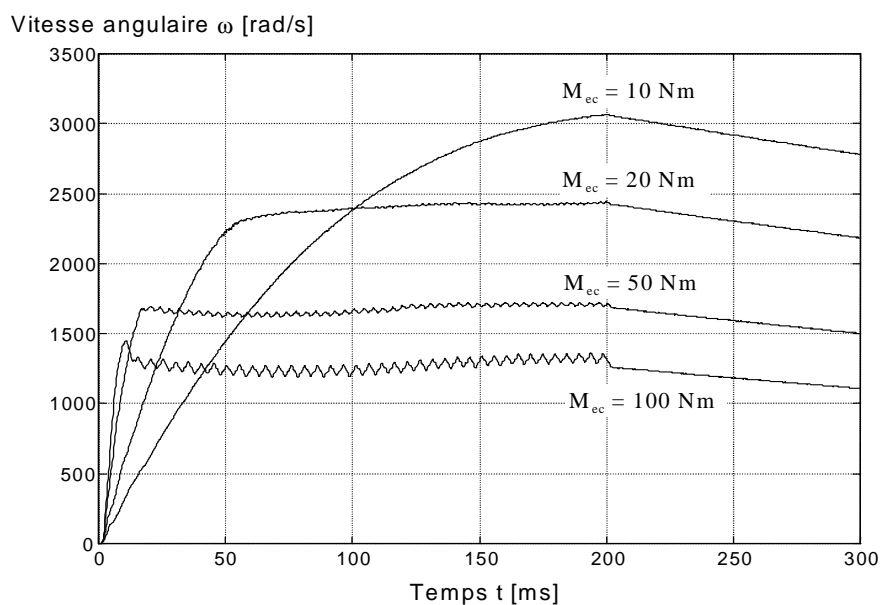


Fig. 3.21 Vitesses mesurées lors de sauts de couple pour $U_e = 400$ V.

A faible vitesse, le moteur accélère proportionnellement à la consigne de couple M_{ec} . Ensuite, à la vitesse limite ω_{lim} , le couple électromagnétique s'effondre et la vitesse cesse de croître. Le tableau 3.2 permet de comparer la vitesse limite mesurée avec la valeur théorique donnée par la relation (3.38). La limite mesurée est légèrement supérieure aux prévisions théoriques. En effet, comme les courants de phase n'arrivent plus à suivre la consigne, la valeur de crête du courant diminue et la limite du produit ($\omega \hat{I}$) autorise une vitesse ω légèrement plus grande.

M_{ec} [Nm]	$U_e = 300$ V		$U_e = 400$ V	
	ω_{lim} [rad/s]	ω_{calc} [rad/s]	ω_{lim} [rad/s]	ω_{calc} [rad/s]
10	2500	2177	3130	2903
20	1920	1540	2430	2053
50	1350	973	1730	1298

Tableau 3.2 Comparaison calcul mesure.

3.5.2 Résultats de la simulation

En appliquant un saut de couple au modèle de simulation, on obtient également une limitation de la vitesse. La figure 3.22 permet de comparer les résultats de simulation avec les essais pratiques. On constate que la simulation est satisfaisante pour des couples élevés mais, pour une consigne de couple de 10 Nm, elle est un peu moins précise, surtout à vitesse élevée. Cette divergence entre simulation et mesure à faible consigne de couple provient donc d'un phénomène qui n'est pas modélisé comme les pertes par hystérésis, par courants de Foucault ou les temps de commutation des éléments de puissance.

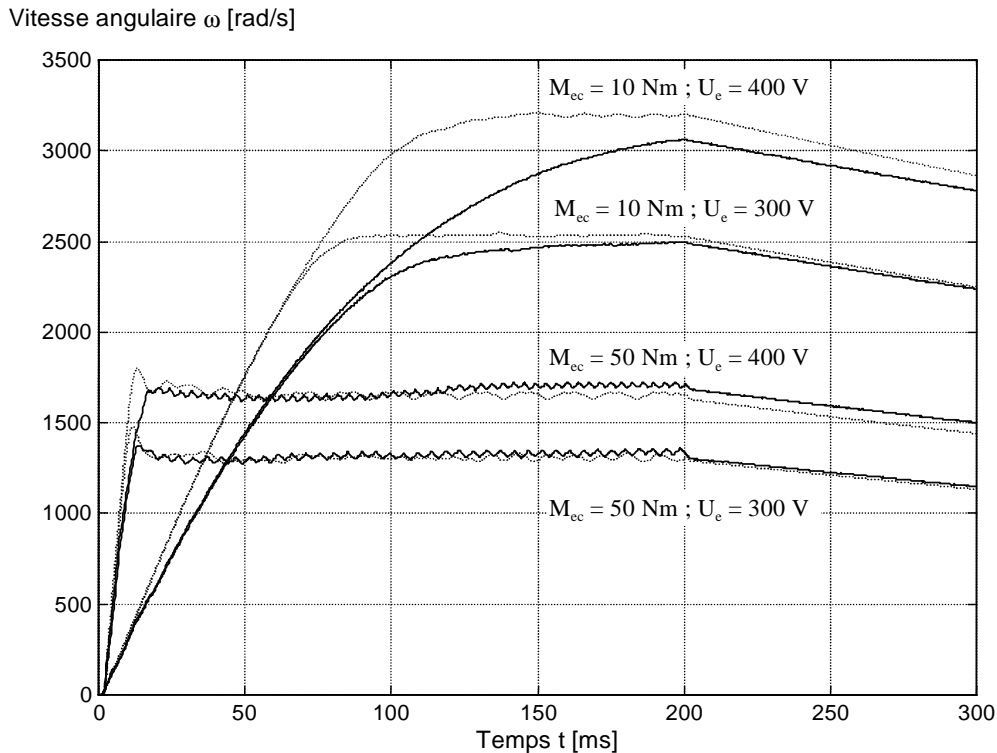


Fig. 3.22 Allures de la vitesse mesurée (trait continu) et de la vitesse simulée (trait interrompu).

La figure 3.23 représente les courants mesuré et simulé dans la phase 1 pour une consigne de couple de 10 Nm avec $U_e = 300$ V. Le courant simulé diverge quelque peu en fréquence par rapport au courant mesuré à cause de la légère différence d'accélération du moteur.

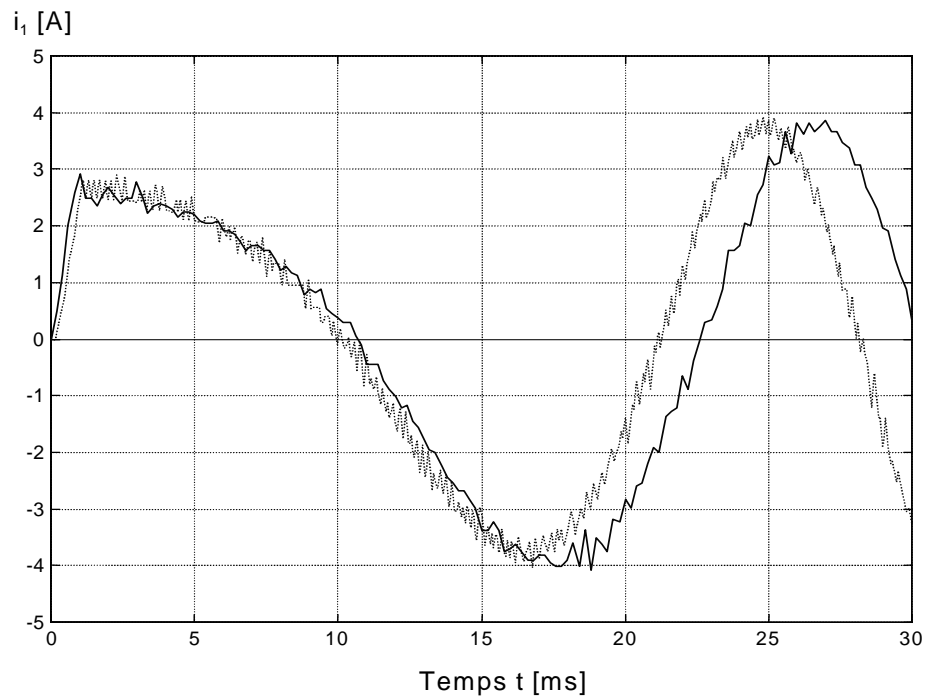


Fig. 3.23 Allure des courants de phase mesuré (trait continu) et simulé (trait interrompu).

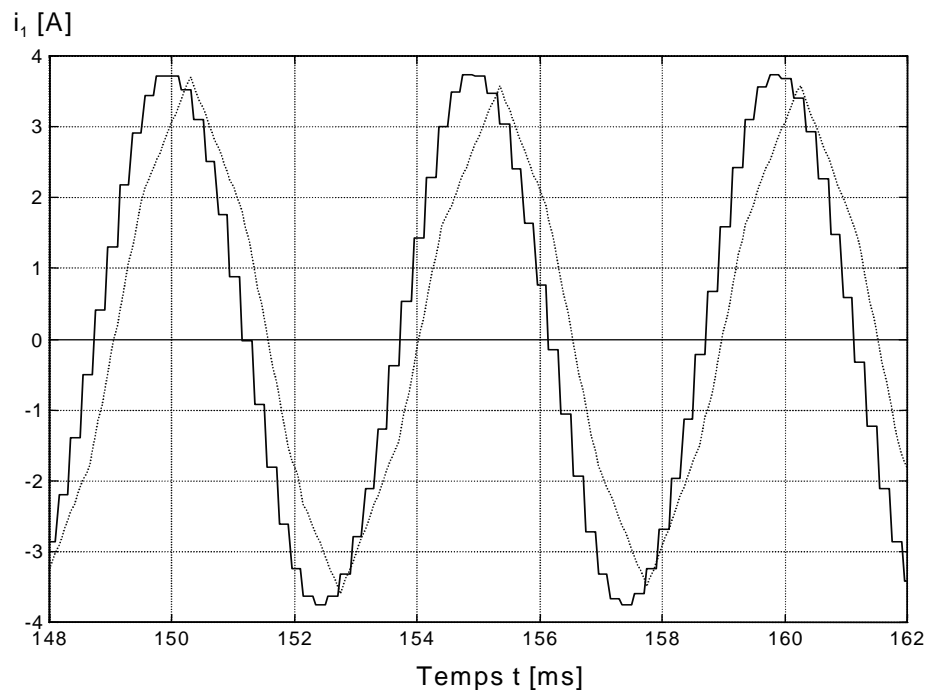


Fig. 3.24 Simulation de la consigne de courant i_{lc} (trait continu) et du courant i_l (trait interrompu) en limitation de vitesse.

La simulation de la figure 3.24 montre qu'à vitesse élevée, le courant n'arrive pas à suivre correctement la consigne. La figure 3.25 montre l'allure du couple électromagnétique ainsi que les courants dans les axes α et β . On remarque également que ces courants n'arrivent pas à suivre leur consigne à haute vitesse. La figure 3.26 montre la trajectoire du phaseur spatial des courants de phase \underline{i} dans le référentiel tournant. Le phaseur atteint très vite la valeur de consigne ($i_\alpha = 2.65$ A et $i_\beta = -2.65$ A), puis, lorsque la vitesse devient trop élevée, il tombe sur un nouveau point de fonctionnement où la composante dans l'axe β est presque nulle.

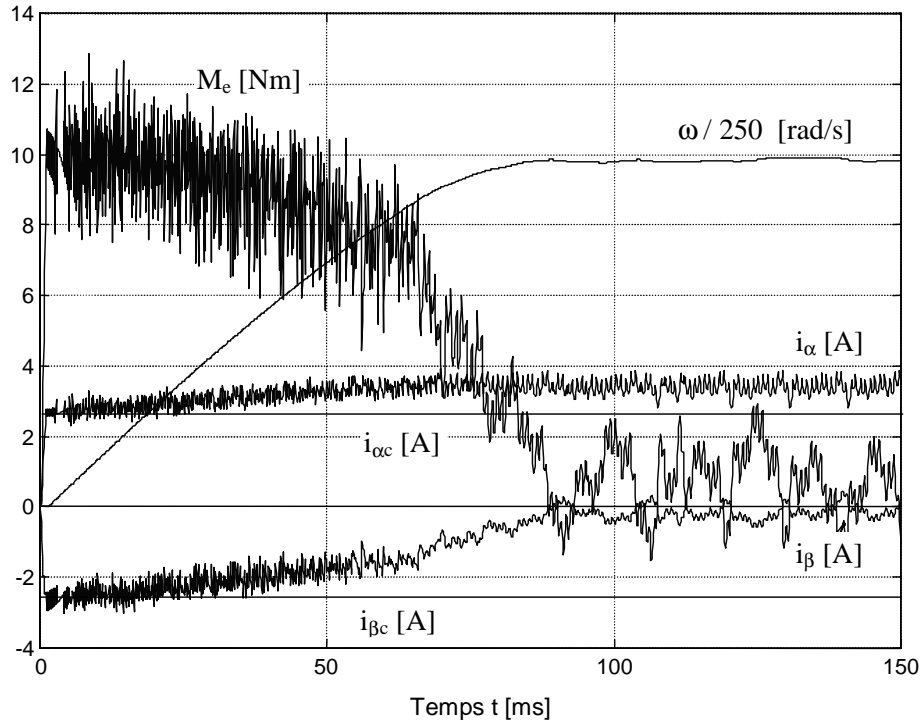


Fig. 3.25 Allure du couple, de la vitesse angulaire et du courant de phase.

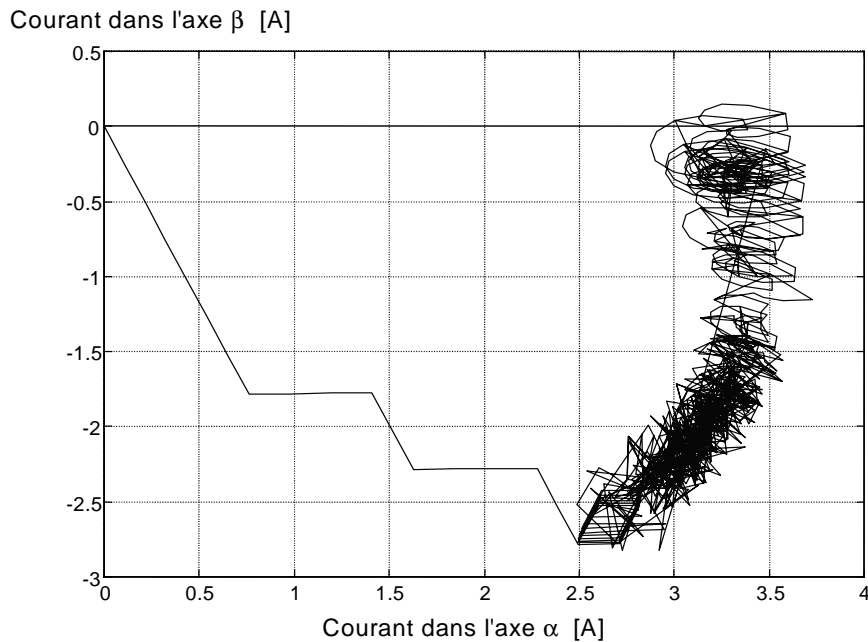


Fig. 3.26 Allure du courant \underline{i} dans le référentiel tournant pendant le saut de couple.

3.5.3 Influence de la période d'échantillonnage et du temps de calcul

Pour montrer l'influence du temps de maintien des consignes de courant (période d'échantillonnage T_E) et du temps de calcul T_r , on a simulé un saut de couple de 10 Nm pendant 200 ms avec une tension continue $U_c = 300$ V. La figure 3.27 montre l'allure de la vitesse angulaire pour différentes périodes d'échantillonnage. On remarque qu'il est important de la choisir aussi faible que possible de manière à repousser la limite de vitesse. La figure 3.28 illustre l'influence du temps de calcul avec une période d'échantillonnage de 200 μ s.

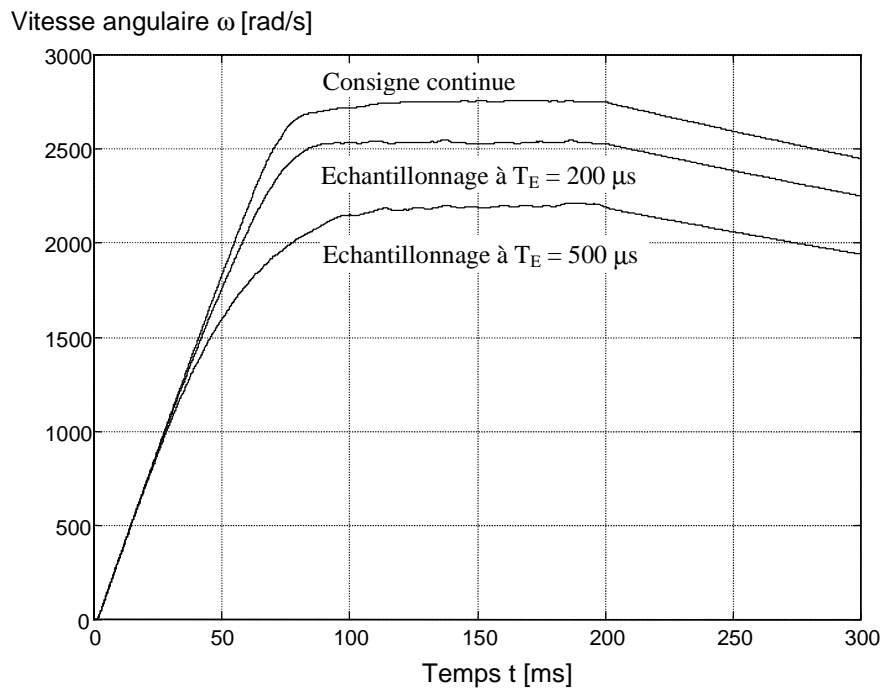


Fig. 3.27 Influence de la période d'échantillonnage.

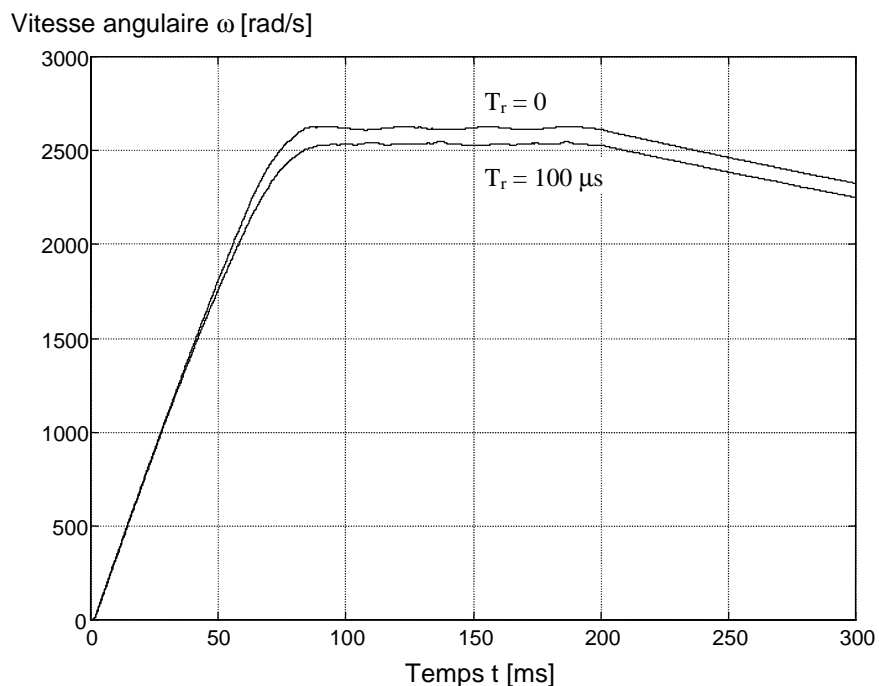


Fig. 3.28 Influence du temps de calcul T_r .

3.5.4 Caractéristique optimale

En examinant les mesures expérimentales des figures 3.20 et 3.21, on constate qu'il serait intéressant de pouvoir varier la consigne de couple maximale en fonction de la vitesse du moteur. De cette façon, on pourrait avoir une grande accélération à faible vitesse, tout en gardant la possibilité d'atteindre des vitesses élevées, ce qui correspond à un affaiblissement du champ magnétique à haute vitesse. Par exemple, selon la figure 3.20 avec une tension continue $U_e = 300$ V, on pourrait imposer la consigne de couple maximale en fonction de la vitesse angulaire ω selon le tableau 3.3.

Vitesse mesurée ω [rad/s]	M_{ec} [Nm]
0 - 800	100
800 - 1200	50
1200 - 1600	20
1600 - 2400	10
2400 -	5

Tableau 3.3 Consigne maximale de couple en fonction de la vitesse du moteur.

La simulation et la mesure d'un saut de couple avec les valeurs du tableau 3.3 sont représentées à la figure 3.29. Malgré la légère divergence entre simulation et mesure, déjà constatée à grande vitesse, il s'agit bien d'une caractéristique optimale si on la compare avec celles de la figure 3.20. Il faudra donc implémenter cette fonction dans la commande du moteur en réglage de vitesse.

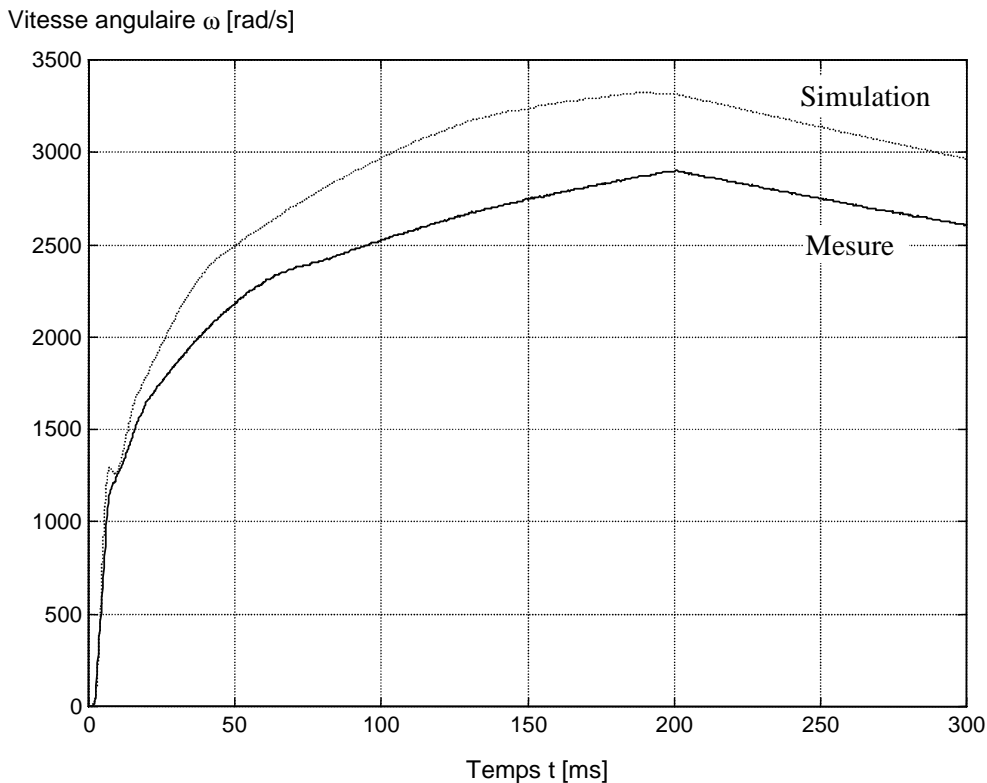


Fig. 3.29 Caractéristique optimale simulée et mesurée pour $U_e = 300$ V.

4. REGLAGE DE VITESSE

4.1 INTRODUCTION

Dans les trois premiers chapitres, on a présenté et développé une nouvelle méthode de commande pour le moteur réluctant direct, permettant de corriger certains défauts liés à la commande classique. Ensuite, on a présenté une stratégie de réglage pour le couple électromagnétique. Il s'agit maintenant d'évaluer les performances de ce réglage de couple. En effet, on a vu, par le truchement de quelques hypothèses théoriques, que la nouvelle commande ne produit pas d'ondulation du couple électromagnétique. Cependant, l'hypothèse supposant une variation sinusoïdale des inductances de phase en fonction de la position du rotor, n'est pas tout à fait vérifiée si l'on se réfère aux mesures des dérivées de la figure 1.7. Ces irrégularités, provenant de légers défauts dans la géométrie des dents rotoriques et statoriques, vont produire une certaine ondulation superposée au couple électromagnétique, comme on l'a montré à la figure 2.6. De plus, on a vu à la section 2.6 que la saturation magnétique engendre également une ondulation du couple. On s'intéressera donc à cette ondulation du couple électromagnétique et au moyen permettant de la mettre en évidence.

Une excellente méthode permettant de mesurer les ondulations de couple afin d'évaluer les performances d'un réglage de couple consiste à lui superposer un réglage de vitesse. En régime établi, il suffit d'utiliser la sortie du régulateur de vitesse pour pouvoir déterminer l'ondulation du couple électromagnétique. Ce chapitre est précisément consacré à l'étude et la mise en œuvre d'un réglage de vitesse superposé. Quant à la mesure détaillée de l'ondulation résiduelle de couple, elle fera l'objet du chapitre 5.

Avant de procéder au dimensionnement du régulateur de vitesse, on propose à la section 4.2, une étude détaillée du fonctionnement du capteur inductif intégré.

La section 4.3 mettra en évidence les erreurs de mesure de position liées à ce capteur et montrera leur influence sur la détermination de la vitesse. En effet, lorsque l'on dérive la mesure de position pour obtenir la vitesse, on s'aperçoit que l'erreur de vitesse, sous forme d'ondulation, n'est pas négligeable et dégrade les performances du réglage de vitesse.

Pour cette raison, la mesure de vitesse se fera à l'aide d'un capteur rotatif laser, présenté à la section 4.4. Il sera fixé en bout d'arbre, à l'arrière du moteur réluctant direct.

La section 4.5 traitera des freins à hystérèse magnétique permettant de générer un couple de charge constant.

Le dimensionnement du régulateur de vitesse fera l'objet de la section 4.6. Il s'agit d'un régulateur PI standard dimensionné en pseudo-continu, abondamment utilisé dans le domaine des entraînements réglés. A la fin du travail, au chapitre 6, on fera l'étude d'un observateur pour perturbation variable qui sera associé à un réglage d'état de la vitesse.

Un modèle de simulation numérique complet a été mis au point avec le logiciel MATLAB SIMULINK. La section 4.7 présentera le modèle de simulation avec une description détaillée de toutes les fonctions simulées.

A la section 4.8, on présentera la réponse du système à des sauts indiciels sur la consigne de vitesse. On comparera les résultats de la simulation numérique du réglage de vitesse avec les mesures effectuées sur le banc d'essai.

4.2 LE CAPTEUR INDUCTIF INTEGRE

4.2.1 Principe de fonctionnement

Comme dans la plupart des moteurs réductants, l'empilement des tôles rotoriques est prolongé de manière à former le rotor d'un capteur inductif (appelé aussi résoudre) [13]. En ajoutant une structure statorique adéquate, on obtient un capteur de position bon marché ayant une très bonne résolution. La figure 4.1 représente la structure simplifiée du résoudre. L'enroulement de référence, bobiné alternativement dans un sens puis dans l'autre sur chaque pôle statorique (conformément à la figure 4.1), est alimenté par un courant sinusoïdal d'amplitude et de fréquence constantes. On produit ainsi les quatre flux ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 et ϕ_4 .

Les pôles statoriques sont divisés en quatre groupes décalés d'un quart de pas dentaire et possèdent tous un enroulement secondaire bobiné dans le même sens que l'enroulement de référence. Les enroulements secondaires des pôles du même groupe sont montés en série et constituent ainsi une même phase. On dispose donc de quatre phases décalées de 90° électriques. L'amplitude de la tension induite dans chaque phase dépend de la position mécanique du rotor et donne ainsi une indication de sa position.

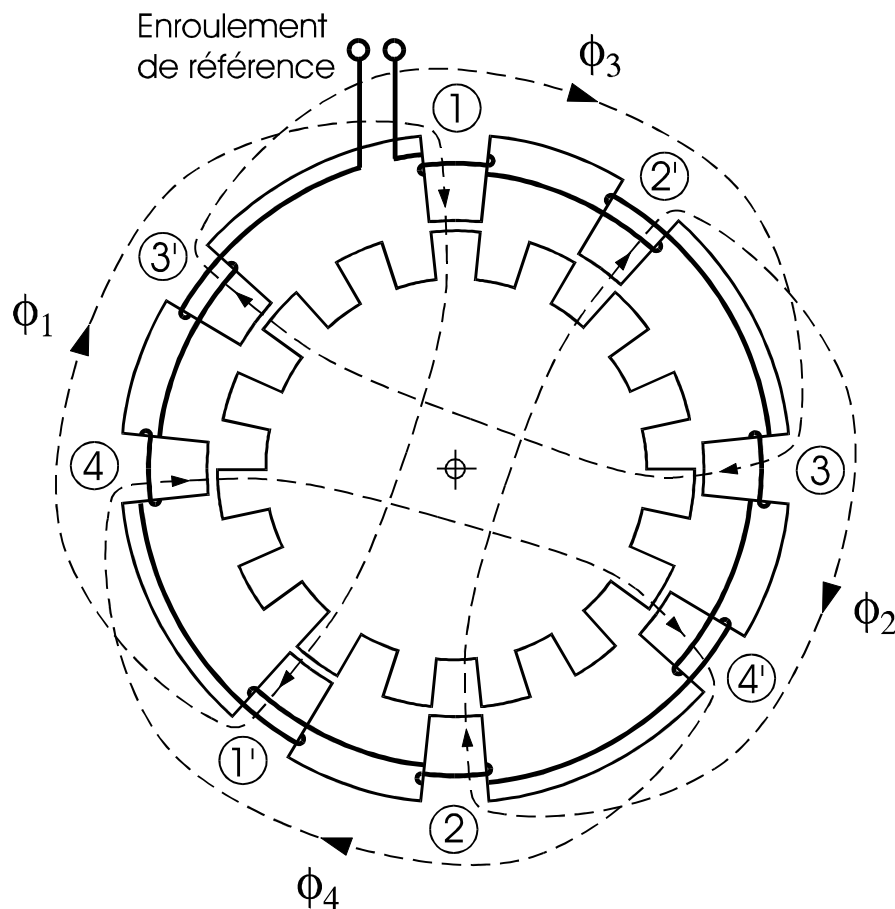


Fig. 4.1 Structure simplifiée du capteur inductif intégré (résolver).

Le stator du capteur inductif intégré au moteur de test possède deux fois la structure du modèle simplifié de la figure 4.1, soit 16 pôles de 9 dents chacun. La structure géométrique des pôles statoriques, détaillée à la figure 4.2, est déterminée de façon à obtenir une variation aussi sinusoïdale que possible de l'amplitude de la tension induite en fonction de l'angle rotorique θ .

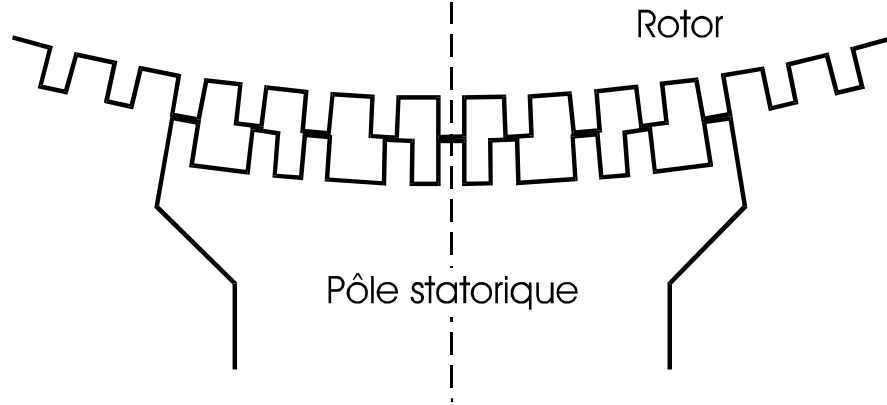


Fig. 4.2 Structure géométrique d'un pôle statorique du résolveur.

Ainsi, les inductances mutuelles entre l'enroulement de référence et les quatre phases du résolveur sont données par les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 L_{1r} &= L_{0r} + \Delta L_r \cdot \cos \theta \\
 L_{2r} &= L_{0r} - \Delta L_r \cdot \cos \theta \\
 L_{3r} &= L_{0r} + \Delta L_r \cdot \sin \theta \\
 L_{4r} &= L_{0r} - \Delta L_r \cdot \sin \theta
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

La mesure de ces inductances mutuelles est réalisée de la même manière que la mesure des inductances mutuelles de phase décrite par la relation (1.8). On obtient :

$$\begin{aligned}
 L_{0r} &= 1.3 \text{ mH} \\
 \Delta L_r &= 0.14 \text{ mH}
 \end{aligned}$$

La connexion de l'enroulement de référence et des quatre phases du résolver est représentée à la figure 4.3.

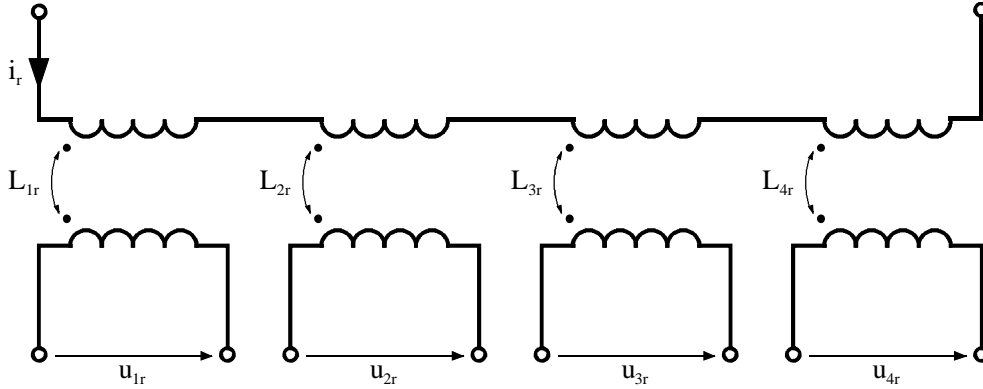


Fig. 4.3 Schéma électrique du résolver.

En négligeant les inductances de fuite, les inductances mutuelles entre les enroulements de référence et sachant que tous les enroulements ont le même nombre de spires, on peut déterminer l'inductance propre de l'enroulement de référence. Il s'agit de la somme des inductances mutuelles.

$$L_{ref} = L_{1r} + L_{2r} + L_{3r} + L_{4r} = 4L_{0r} \quad (4.2)$$

On voit que l'inductance propre de l'enroulement de référence ne dépend pas de la position du rotor. De ce fait, il suffit d'appliquer une tension sinusoïdale aux bornes de cet enroulement pour obtenir le courant voulu.

Les tensions induites aux bornes des quatre phases du résolver sont données par les relations (4.3).

$$\begin{aligned} u_{1r} &= (L_{0r} + \Delta L_r \cos \theta) \cdot \omega_r \hat{I}_r \cdot \sin(\omega_r t) \\ u_{2r} &= (L_{0r} - \Delta L_r \cos \theta) \cdot \omega_r \hat{I}_r \cdot \sin(\omega_r t) \\ u_{3r} &= (L_{0r} + \Delta L_r \sin \theta) \cdot \omega_r \hat{I}_r \cdot \sin(\omega_r t) \\ u_{4r} &= (L_{0r} - \Delta L_r \sin \theta) \cdot \omega_r \hat{I}_r \cdot \sin(\omega_r t) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Par la soustraction de deux tensions de phase, on obtient deux tensions dont les amplitudes varient respectivement en sinus et en cosinus.

$$\begin{aligned} u_{\sin} &= u_{1r} - u_{2r} = 2 \cdot \Delta L_r \cos \theta \cdot \omega_r \hat{I}_r \cdot \sin(\omega_r t) \\ u_{\cos} &= u_{3r} - u_{4r} = 2 \cdot \Delta L_r \sin \theta \cdot \omega_r \hat{I}_r \cdot \sin(\omega_r t) \end{aligned} \quad (4.4)$$

La figure 4.4 montre l'allure des tensions induites dans les quatre phases du résolver en fonction de l'angle dentaire du rotor selon (4.3) lorsque ce dernier tourne à vitesse constante. Cette figure illustre également l'allure des tensions u_{\sin} et u_{\cos} selon (4.4).

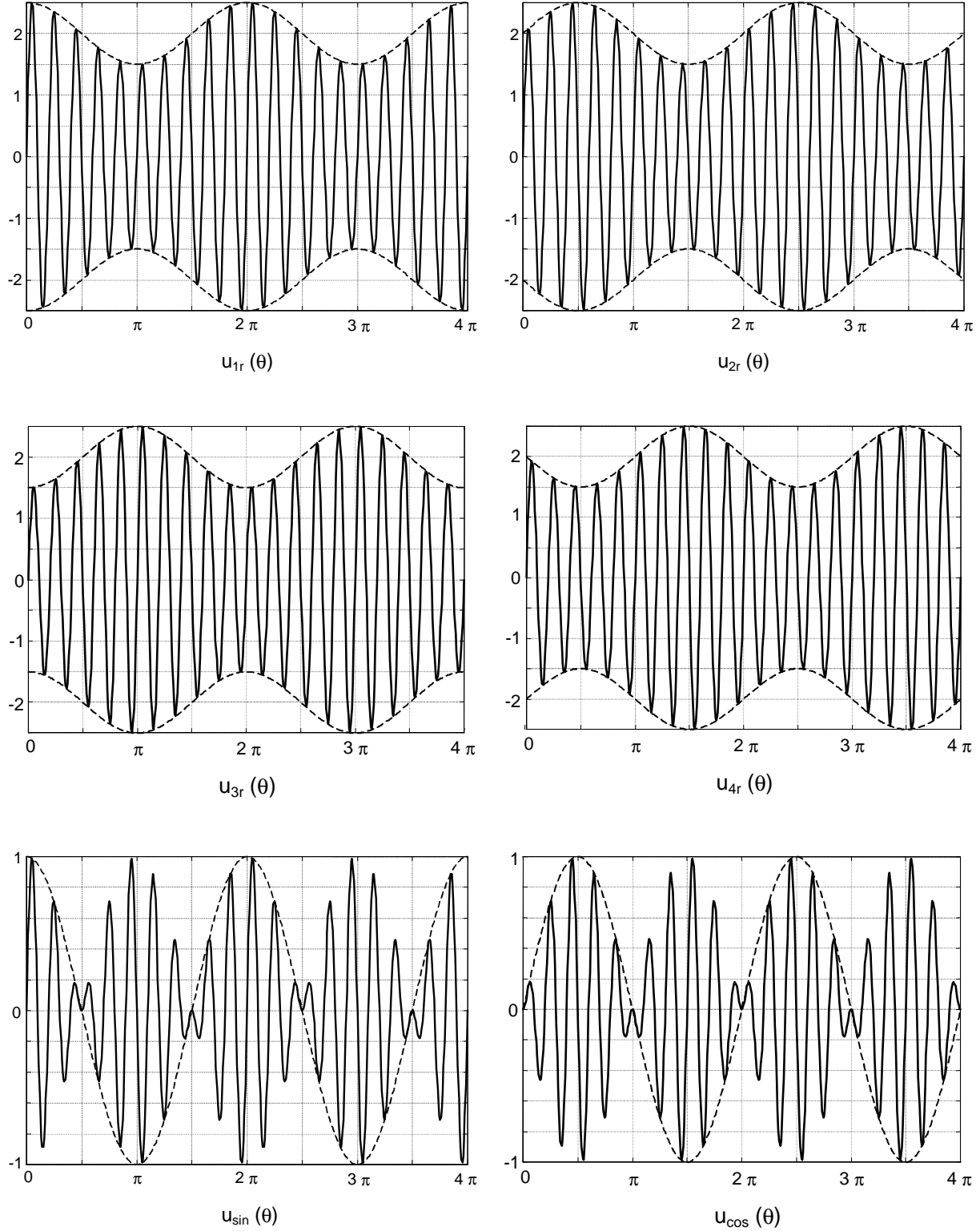


Fig. 4.4 Allure de la tension induite dans les quatre phases du résolver.

4.2.2 Traitement des signaux

Les deux tensions u_{\sin} et u_{\cos} doivent encore être converties en une grandeur digitale correspondant à la position angulaire θ . Pour la réalisation pratique, on utilisera la 'carte resolver' livrée avec le convertisseur de 'Superior Electric'. Cette carte est entièrement basée sur le circuit intégré AD2S80 de 'Analog Devices'. Toutes les données concernant ce circuit sont tirées de [14]. Le AD2S80 possède toutes les fonctions nécessaires pour convertir les deux tensions u_{\sin} et u_{\cos} provenant du capteur inductif en une grandeur digitale pour l'angle θ . Comme dans la plupart des cas, cette conversion est réalisée selon le principe de la poursuite, décrit par la représentation schématique de la figure 4.5 [13]. Ce principe consiste à régler une grandeur digitale σ de manière à annuler l'écart de position et à suivre l'angle rotorique θ .

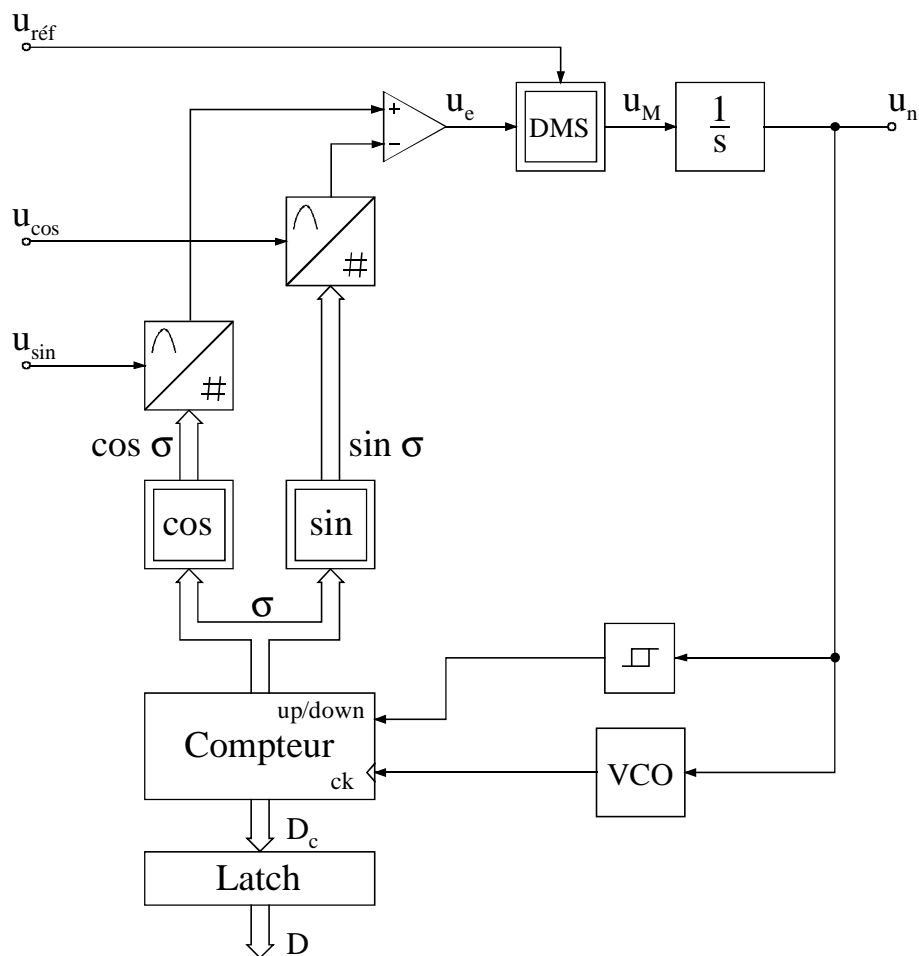


Fig. 4.5 Traitement du signal pour capteur inductif selon la méthode de la poursuite.

Les signaux u_{\sin} et u_{\cos} provenant du capteur inductif sont multipliés respectivement par le cosinus et le sinus de l'angle digital σ provenant d'un compteur-décompteur. La multiplication est réalisée par deux convertisseurs numérique/analogique multiplicateurs. Ensuite, après soustraction des deux tensions de sortie de ces convertisseurs, on obtient la tension de l'erreur de poursuite u_e .

Ainsi, tout écart entre l'angle dentaire θ et l'angle digital σ produira une tension u_e appelée aussi 'AC Error' et déterminée comme suit :

$$u_e = u_{\sin} \cos \sigma - u_{\cos} \sin \sigma = \hat{U}_e \sin(\theta - \sigma) \sin \omega_r t \quad (4.5)$$

La tension de l'erreur de poursuite u_e est amenée à une démodulation synchrone avec la tension de référence $u_{\text{réf}}$ de manière à obtenir une composante continue proportionnelle à l'écart $\sin(\theta - \sigma)$.

$$u_M = u_e \sin \omega_r t = \hat{U}_M \sin(\theta - \sigma) \cdot (1 - \cos 2\omega_r t) \quad (4.6)$$

Quand la boucle de poursuite est fermée, la composante continue de l'erreur est annulée, sinon l'angle de conversion σ est ajusté.

Ensuite on utilise un intégrateur qui fournit la tension u_n . Comme la tension u_n alimente un convertisseur tension-fréquence 'VCO' servant de signal 'clock' au compteur-décompteur, on peut affirmer que cette tension est proportionnelle à la dérivée de l'angle de conversion σ , donc à la vitesse de rotation du capteur. Cependant, pour éviter l'emploi d'un convertisseur analogique/numérique supplémentaire, la vitesse sera calculée à partir de la mesure de position et le signal u_n ne sera pas utilisé par le régulateur de vitesse.

4.2.3 Résolution et limite

La carte résoudre permet de choisir, par programmation, la résolution de la conversion numérique avec $N = 10, 12$ ou 14 bits.

La fréquence maximale du VCO donnée par le fabricant vaut $f_{\text{VCO}} = 1.065$ MHz, ce qui limite la plage de vitesse de rotation dans laquelle la mesure de position est correcte. On peut déterminer la vitesse limite par la relation

$$\omega_{\max} = \left. \frac{d\theta}{dt} \right|_{\max} = \frac{2\pi}{2^N} \cdot f_{\text{VCO}} \quad (4.7)$$

Le pas de quantification de l'angle dentaire $\Delta\theta_q$ est déterminé par la relation

$$\Delta\theta_q = \frac{2\pi}{2^N} \quad (4.8)$$

La vitesse angulaire dentaire $\omega[k]$ sera déterminée par la différence des positions angulaires durant une période d'échantillonnage.

$$\omega[k] = \frac{\theta[k] - \theta[k-1]}{T_E} \quad (4.9)$$

La période d'échantillonnage sera fixée à $T_E = 200 \mu\text{s}$ compte tenu des temps de calculs de l'algorithme de réglage. Ainsi, on aura également un pas de quantification sur la vitesse.

$$\Delta\omega_q = \frac{\Delta\theta_q}{T_E} \quad (4.10)$$

Le tableau 4.1 donne la vitesse limite ainsi que la quantification sur la position et la vitesse en fonction de la résolution choisie. On verra, dans le paragraphe 4.3.1, que l'imprécision du capteur inductif provoque une erreur périodique sur la mesure de position d'environ $\pm 1\%$. Ainsi, il paraît tout à fait opportun d'utiliser la résolution de 10 bits qui offre une plage de vitesse suffisante avec un pas de quantification de position acceptable vis-à-vis de l'erreur de mesure. En ce qui concerne la mesure de vitesse, on voit que, pour la période d'échantillonnage de $T_E = 200\ \mu\text{s}$, le pas de quantification lié à la résolution de 10 bits est de 30.68 rad/s. La mesure de vitesse devra donc être filtrée.

Résolution	ω_{\max} [rad/s]	$\Delta\theta_q/2\pi$ [%]	$\Delta\omega_q$ [rad/s]
14 bits	408	0.006	1.92
12 bits	1634	0.024	7.67
10 bits	6535	0.098	30.68

Tableau 4.1 Influence de la résolution de conversion.

4.2.4 Comportement dynamique

En regardant de plus près la représentation schématique de la figure 4.5, on constate que la boucle de poursuite comprend deux intégrateurs. En effet, l'oscillateur VCO et le compteur agissent ensemble comme un intégrateur. Il est donc nécessaire d'introduire une compensation sous la forme d'une paire pôle-zéro pour stabiliser la poursuite en évitant que le gain en boucle fermée ne coupe l'axe 0 dB avec un déphasage de 180° . La compensation est réalisée par un circuit RC externe et définit la bande passante en boucle fermée f_{BW} . Le fabricant indique la condition

$$f_{BW} < \frac{f_{\text{réf}}}{2.5} \quad (4.11)$$

où $f_{\text{réf}}$ est la fréquence d'alimentation du capteur inductif (ici, $f_{\text{réf}} = 7.5\ \text{kHz}$).

Les composants passifs de la carte résoudre ont été choisis de sorte que la bande passante en boucle fermée soit $f_{BW} = 1188\ \text{Hz}$. La fonction de transfert en boucle fermée de la mesure de position est donnée par le fabricant en fonction de la bande passante f_{BW} .

$$G_M(s) = \frac{\theta_{\text{mes}}}{\theta} = \frac{14 \cdot (1 + s_N)}{(s_N + 2.4)(s_N^2 + 3.4s_N + 5.8)} \quad (4.12)$$

$$\text{avec : } s_N = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{s}{f_{BW}} \quad (4.13)$$

Pour une bande passante de $f_{BW} = 1188\ \text{Hz}$, la fonction de transfert devient

$$G_M(s) = \frac{\theta_{\text{mes}}}{\theta} = \frac{5.36 \cdot 10^{-4} s + 1}{1.1 \cdot 10^{-11} s^3 + 1.19 \cdot 10^{-7} s^2 + 5.36 \cdot 10^{-4} s + 1} \quad (4.14)$$

Le diagramme de Bode de la fonction de transfert (4.14) est représenté à la figure 4.6 et la réponse indicielle est représentée à la figure 4.7.

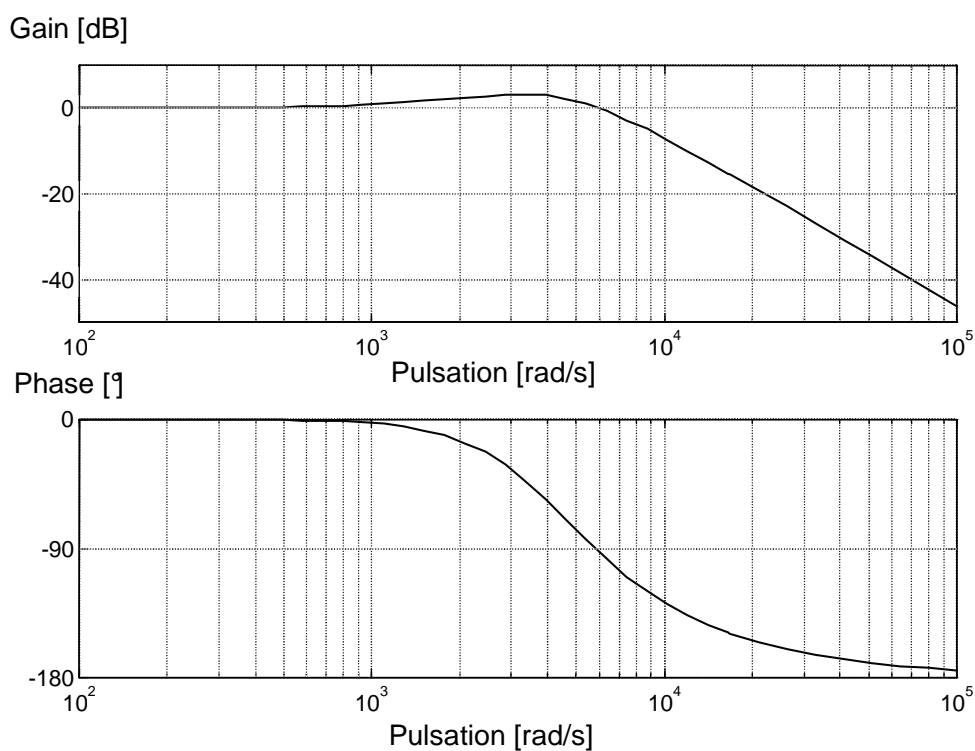


Fig. 4.6 Diagramme de Bode de la fonction de transfert (4.14).

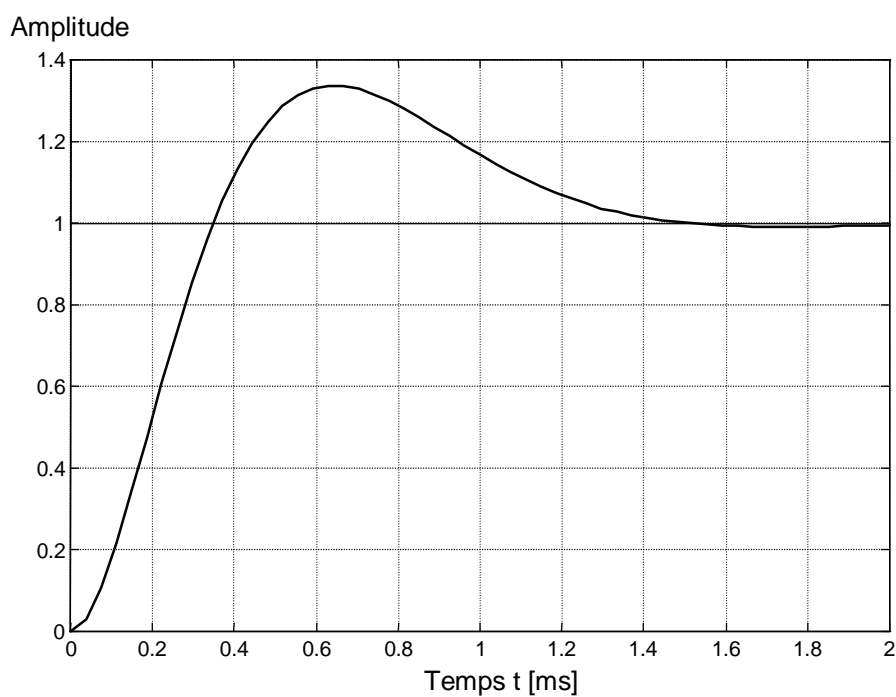


Fig. 4.7 Réponse indicielle de la fonction de transfert (4.14).

A cause de l'intégrateur, la boucle de poursuite est capable de suivre l'angle sans erreur lorsque le moteur tourne à vitesse constante. Cependant, il se produit une traînée lors d'accélération angulaires. En fonction de la bande passante f_{BW} , le fabricant indique un coefficient d'accélération K_A exprimant l'écart de traînée par rapport à l'accélération angulaire.

$$K_A = \frac{d^2\theta}{\theta - \theta_{mes}} = 6 \cdot f_{BW}^2 = 6 \cdot 1088^2 = 7.1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-2} \quad (4.15)$$

Ainsi, en considérant une accélération de 1000 rad/s en 10 ms, l'erreur de traînée est de 0.014 rad, soit 0.23 %.

4.2.5 Mise en œuvre

Par construction, le capteur inductif n'est pas forcément calé sur les dents rotoriques du moteur. Il suffit de mesurer une seule fois l'offset du capteur par rapport au moteur et de mémoriser cette valeur. Ensuite, à chaque lecture de l'angle θ , on soustrait l'offset. Par convention, l'angle dentaire θ est nul lorsque les dents du rotor sont alignées avec les dents de la phase 1.

Pour aligner les dents du rotor sur la phase 1, on injecte un courant continu I_{CC} dans la phase 1 et $-I_{CC}/2$ dans les deux autres phases pendant 1 s. A la fin, on mesure l'offset 10 fois consécutivement et on prend la valeur moyenne. Lorsque le moteur de test se trouve en position de référence, le capteur inductif indique la valeur 820 sur 1024 (résolution de 10 bits). Ce qui correspond à un offset de 0.8 dents qu'il faudra systématiquement déduire de la valeur fournie par le capteur.

Le système de courants triphasé déterminé par la relation (2.28) tourne à la moitié de la vitesse angulaire dentaire. Donc, pour une période électrique complète du courant, on a le passage de deux dents rotoriques. Ainsi, on a besoin d'une lecture de l'angle dentaire dans un intervalle de $[0 ; 4\pi]$. Or, la conversion numérique donnée par la carte résoudre est répétitive sur chaque dent et correspond à un intervalle de $[0 ; 2\pi]$. Il est donc nécessaire d'ajouter un bit de poids fort p à la lecture du résoudre de sorte que lorsque l'on divise l'angle dentaire par deux, on obtient un angle électrique variant de 0 à 2π . Le format du nombre lu par le PC est représenté à la figure 4.8.

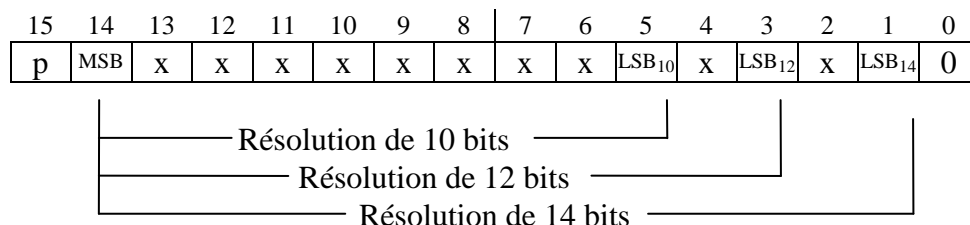


Fig. 4.8 Format de la variable de lecture du résoudre (type word).

On peut créer le bit de poids fort p à l'aide du signal de dépassement (report) du circuit intégré de conversion AD2S80 (Ripple Clk). Il suffit pour cela d'appliquer ce signal à l'entrée d'une bascule "flip-flop T".

4.3 ERREURS GENEREES PAR LE CAPTEUR INDUCTIF

4.3.1 Mesure de l'erreur statique

On a supposé au paragraphe 4.2.1 que la géométrie des pôles statoriques permettait de créer des inductances mutuelles variant sinusoïdalement en fonction de l'angle dentaire θ . Malheureusement, certaines imperfections provoquent des erreurs dans la lecture de position.

Pour mesurer statiquement l'erreur de position $\Delta\theta_{\text{mes}}$ donnée par le capteur inductif, il est nécessaire de connaître la position rotorique réelle θ .

$$\Delta\theta_{\text{mes}}(\theta) = \theta_{\text{mes}} - \theta \quad (4.16)$$

Pour cette mesure, on a donc couplé au rotor du moteur de test un capteur laser de position angulaire qui sera décrit en détail au paragraphe 4.4.1. On positionne manuellement le rotor de façon très précise à l'aide du capteur laser et on lit la position correspondante donnée par le capteur inductif.

Dans le cas de la mesure présentée à la figure 4.9, l'erreur de mesure $\Delta\theta_{\text{mes}}$ est donnée en pour-cent par rapport à une dent rotorique. A cause de l'offset, le zéro du capteur inductif se trouve à la position 0.2.

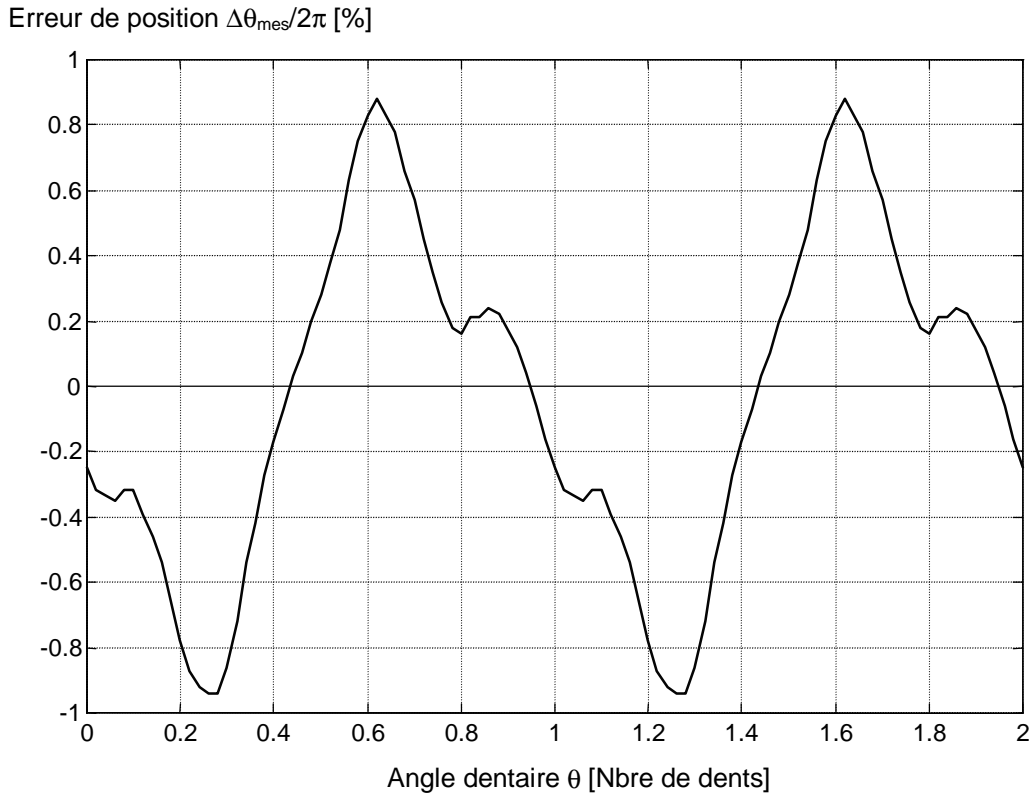


Fig. 4.9 Erreur de position donnée par le capteur inductif.

4.3.2 Influence de l'erreur de position sur la génération des consignes

En examinant la figure 4.9, on remarque que l'erreur de position n'excède pas 1%, soit moins de 1.37 minute d'arc mécanique. Pour un capteur de position, une telle précision semble acceptable. Cependant, il faut vérifier si elle est suffisante pour utiliser le capteur inductif afin de générer les consignes de courant. En effet, une erreur périodique dans la mesure de position provoquera une erreur dans l'allure des courants et donc une ondulation du couple électromagnétique. On démontrera, dans ce paragraphe, que l'ondulation de couple liée à l'erreur sur la position est négligeable.

En remplaçant l'angle dentaire par la mesure de position dans la relation (2.37), on obtient pour le système de courants triphasé :

$$i_k = \hat{I} \cos\left(\frac{\theta + \Delta\theta_{mes}}{2} + \varphi + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \quad k = 1, 2, 3 \quad (4.17)$$

L'erreur angulaire sur la mesure de position peut se reporter sur l'angle de calage du référentiel tournant φ . Ainsi :

$$i_k = \hat{I} \cos\left(\frac{\theta}{2} + \varphi' + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right) \quad \text{avec : } \varphi' = \varphi + \frac{\Delta\theta_{mes}}{2} \quad (4.18)$$

Le couple électromagnétique produit par le système de courant (4.18) devient, selon (2.40)

$$M'_e = \frac{3}{8} Z_r \Delta L \hat{I}^2 \sin(2\varphi') = \frac{3}{8} Z_r \Delta L \hat{I}^2 \sin(2\varphi + \Delta\theta_{mes}) \quad (4.19)$$

En pratique, on pose toujours $\varphi = \pi / 4$ pour obtenir le meilleur rapport couple / courant. Selon (2.41), on a

$$M_e \Big|_{\varphi=\pi/4} = \frac{3}{8} Z_r \Delta L \hat{I}^2 \quad (4.20)$$

En insérant (4.20) dans (4.19), on obtient pour le couple électromagnétique

$$M'_e = M_e \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} + \Delta\theta_{mes}\right) = M_e \cdot \cos(\Delta\theta_{mes}) \quad (4.21)$$

où M_e est le couple généré par un système sans erreur de position.

Comme l'erreur angulaire est très faible, on peut faire une approximation du cosinus par les deux premiers termes de la série de Taylor.

$$M'_e \cong M_e \cdot \left(1 - \frac{\Delta\theta_{mes}^2}{2}\right) \quad (4.22)$$

L'erreur angulaire maximale est de 1 %, soit $\Delta\theta_{mes} = 0.0628$ rad. Ainsi, l'ondulation de couple due à l'erreur de position ne représente que 0.2 % du couple électromagnétique produit. En conclusion, vu l'influence négligeable de l'erreur angulaire, on peut sans problème utiliser le capteur inductif intégré pour la génération des consignes de courant.

4.3.3 Influence de l'erreur de position sur la mesure de vitesse

La mesure de vitesse est obtenue en dérivant la position angulaire. Plus exactement, on divise la différence d'angle entre deux échantillonnages par la période d'échantillonnage T_E . On a vu que le capteur inductif produit des erreurs sur la mesure de position. Or, si cette erreur reste négligeable pour la génération des consignes de courants, il n'en va pas de même lorsque l'on dérive la position pour obtenir la vitesse. On obtient, dans ce cas, une mesure de très mauvaise qualité. En effet, en dérivant la relation (4.16) par rapport au temps, on obtient

$$\frac{d\theta_{mes}}{dt} = \frac{d\theta}{dt} + \frac{d\Delta\theta_{mes}}{dt} = \frac{d\theta}{dt} + \frac{\partial\Delta\theta_{mes}}{\partial\theta} \cdot \frac{d\theta}{dt} \quad (4.23)$$

soit, avec $\omega = \frac{d\theta}{dt}$ et $\omega_{mes} = \frac{d\theta_{mes}}{dt}$

$$\omega_{mes} = \omega \cdot \left(1 + \frac{\partial\Delta\theta_{mes}}{\partial\theta} \right) \quad (4.24)$$

La fonction $\partial\Delta\theta_{mes}/\partial\theta$ représente l'erreur relative de vitesse produite par l'erreur de position du capteur inductif. Cette fonction, calculée par dérivation numérique à partir des données de la figure 4.9, est représentée à la figure 4.10. En examinant cette figure, on remarque que l'erreur relative de vitesse est assez importante et atteint presque 10%. Avec une telle imprécision, il n'est pas possible de réaliser un réglage de vitesse performant.

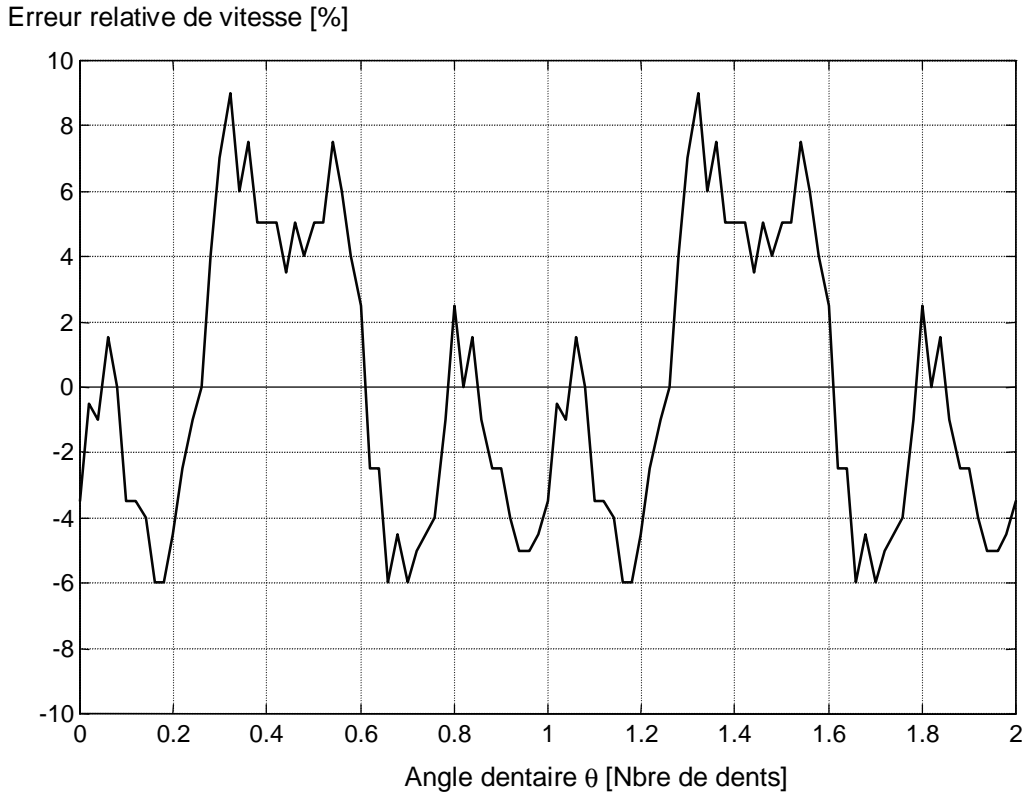


Fig. 4.10 Erreur relative sur la mesure de vitesse.

La figure 4.11 représente l'allure de la vitesse angulaire dentaire obtenue par dérivation de la position mesurée à l'aide du capteur inductif. Cette mesure a été réalisée en lançant le moteur à une vitesse angulaire de $\omega = 500$ rad/s puis en coupant brusquement son alimentation. La décélération s'est faite avec une inertie totale de 0.34 kgm^2 . Dans ces conditions, la vitesse réelle ω doit être parfaitement lisse car la constante de temps mécanique, compte tenu d'un couple de frottement de 0.5 Nm , vaut environ 0.7 s et le passage d'une dent ne dure que 12.5 ms . Cette figure montre bien la très mauvaise qualité de la mesure de vitesse par le capteur inductif intégré.

Une première solution, présentée au paragraphe suivant, consiste à corriger l'erreur de vitesse à l'aide d'une table de correction. Une deuxième solution, plus radicale, consiste à utiliser un capteur laser rotatif en bout d'arbre pour la mesure de vitesse. C'est la deuxième solution qui sera retenue pour les études ultérieures.

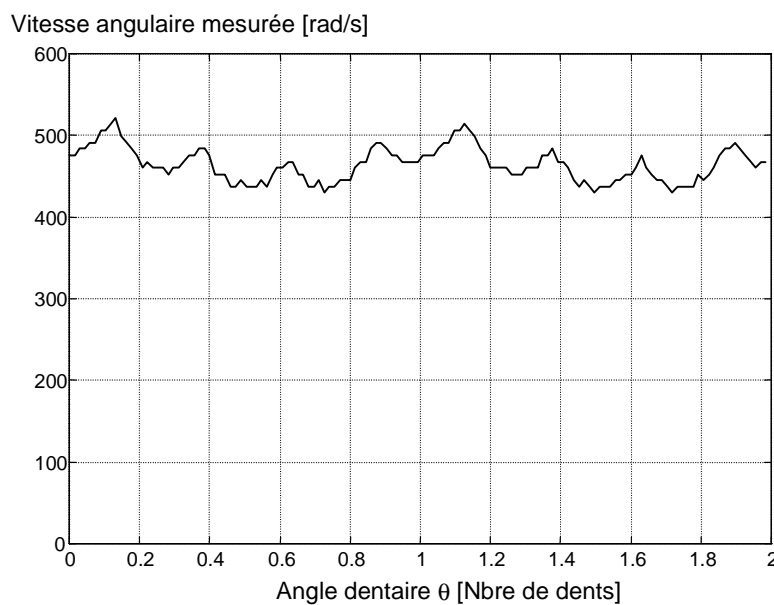


Fig. 4.11 Allure de la vitesse mesurée.

4.3.4 Compensation de l'erreur

Dans ce paragraphe, on tentera d'améliorer la mesure de vitesse obtenue par le capteur inductif en compensant l'erreur de vitesse. La méthode consiste, dans une phase d'apprentissage, à mémoriser l'erreur relative de vitesse en fonction de l'angle dentaire θ . D'après la relation (4.24), l'erreur relative de vitesse est déterminée par

$$\frac{\partial \Delta \theta_{mes}}{\partial \theta} = \frac{\omega_{mes}}{\omega} - 1 \quad (4.25)$$

La mesure de l'erreur relative de vitesse peut se faire à vitesse constante en entraînant une grande inertie à l'aide d'un régulateur de vitesse de type PI. La vitesse de référence ω est mesurée avec le capteur laser rotatif et filtrée par un filtre passe-bas du 2^{ème} ordre dont la fréquence de coupure se situe à 500 Hz . Par ce procédé, la vitesse mesurée par le capteur laser peut se confondre avec la vitesse réelle ω .

La figure 4.12 représente la mesure de l'erreur relative de vitesse en fonction de l'angle dentaire θ . Il s'agit d'un nuage de points car la mesure s'est déroulée pendant 3 tours mécaniques, avec une vitesse angulaire de 1000 rad/s. Les bandes horizontales sont liées à la quantification sur la position. Ici, la résolution a été augmentée à 12 bits. L'épaisseur de ces bandes montre une très légère ondulation résiduelle de la vitesse réelle ω . La largeur de l'enveloppe du nuage de points trahit la présence d'une certaine disparité de l'erreur d'une dent à l'autre sur toute la circonférence du rotor du capteur inductif.

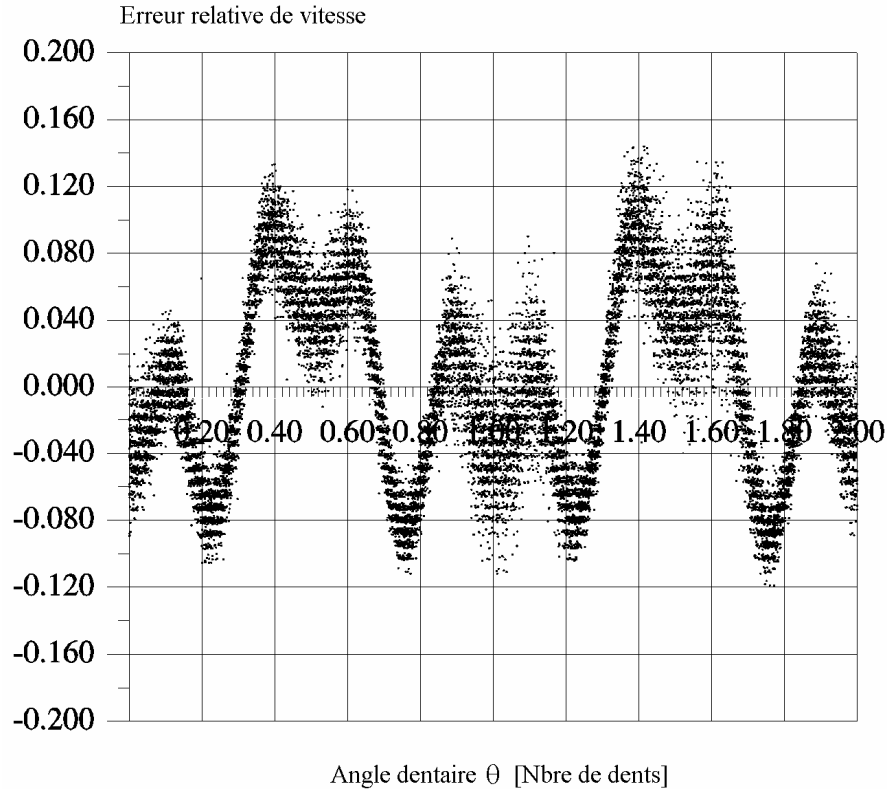


Fig. 4.12 Erreur relative de vitesse pour $\omega = 1000$ rad/s.

Pour établir une table de correction à partir de la mesure de l'erreur relative de vitesse, on divise la mesure de l'angle sur deux dents en 512 secteurs. Ensuite, on fait tourner le moteur à vitesse constante pendant quelques secondes et on mémorise chaque mesure de l'erreur relative dans le secteur correspondant. Pour obtenir la table, il suffit de prendre la moyenne arithmétique des points pour chaque secteur.

La figure 4.13 montre l'allure d'une table enregistrée à $\omega = 1000$ rad/s et une enregistrée à $\omega = 500$ rad/s. On remarque très bien le décalage entre les deux tables, lié à la fonction de transfert de la carte résoudre (4.14).

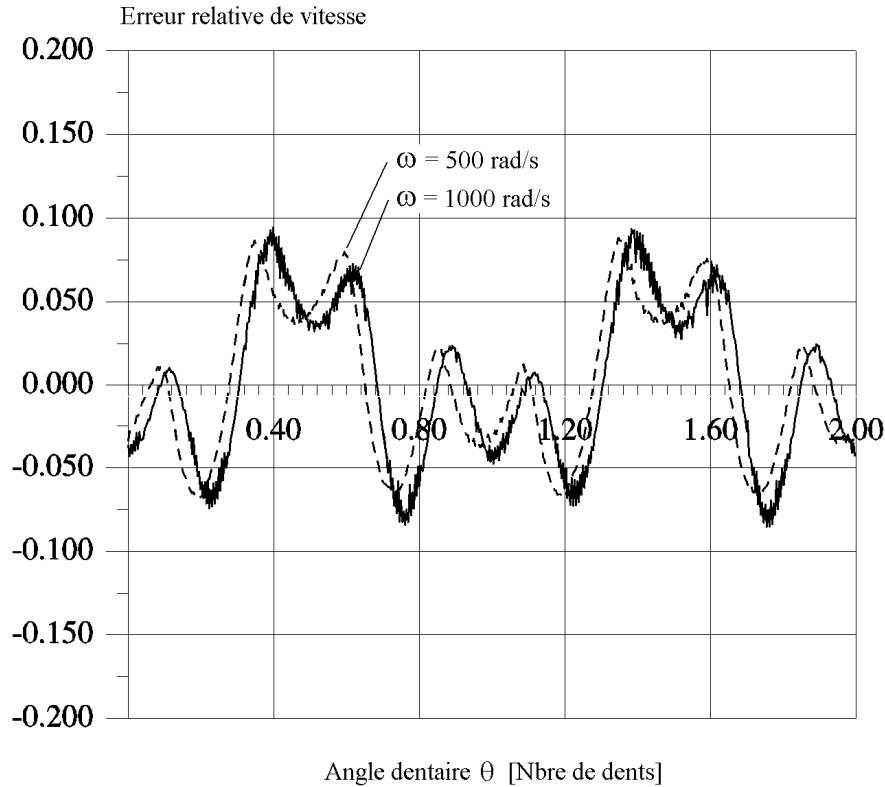


Fig. 4.13 Erreur relative de vitesse filtrée pour $\omega = 500$ et 1000 rad/s.

On mesure un décalage de 0.096 dent entre les tables de 1000 rad/s et -1000 rad/s. Comme la table comprend 256 valeurs par dent, il convient de décaler l'index de lecture de la table de 24.5 secteurs entre ces deux tables. De cette manière, il est nécessaire d'enregistrer qu'une seule table et de procéder ensuite à une translation d'index pour permettre son utilisation à n'importe quelle vitesse. Ainsi, en considérant la table de 1000 rad/s comme référence, on obtient approximativement les autres tables en corrigeant l'index de lecture de la façon suivante :

$$index = index|_{\omega=1000} + (1000 - \omega) * 12.3 \quad (4.26)$$

La figure 4.14 représente la table de correction pour $\omega = 1000$ rad/s ainsi que l'erreur relative résiduelle lorsque l'on utilise cette table. On voit que celle-ci est bien adaptée et que cette méthode améliore la qualité de mesure de vitesse de façon significative. En revanche, la figure 4.15 donne la table de correction pour $\omega = -1000$ rad/s ainsi que l'erreur relative résiduelle lorsque l'on utilise la table de 1000 rad/s avec la translation d'index selon (4.26). On remarque, dans ce cas, que la table de correction n'est pas tout à fait adaptée. Cela provient du fait que la fonction de transfert du résolver (4.14) ne provoque pas uniquement un décalage de l'erreur relative en fonction de la vitesse, mais aussi une certaine différence dans la forme de cette erreur.

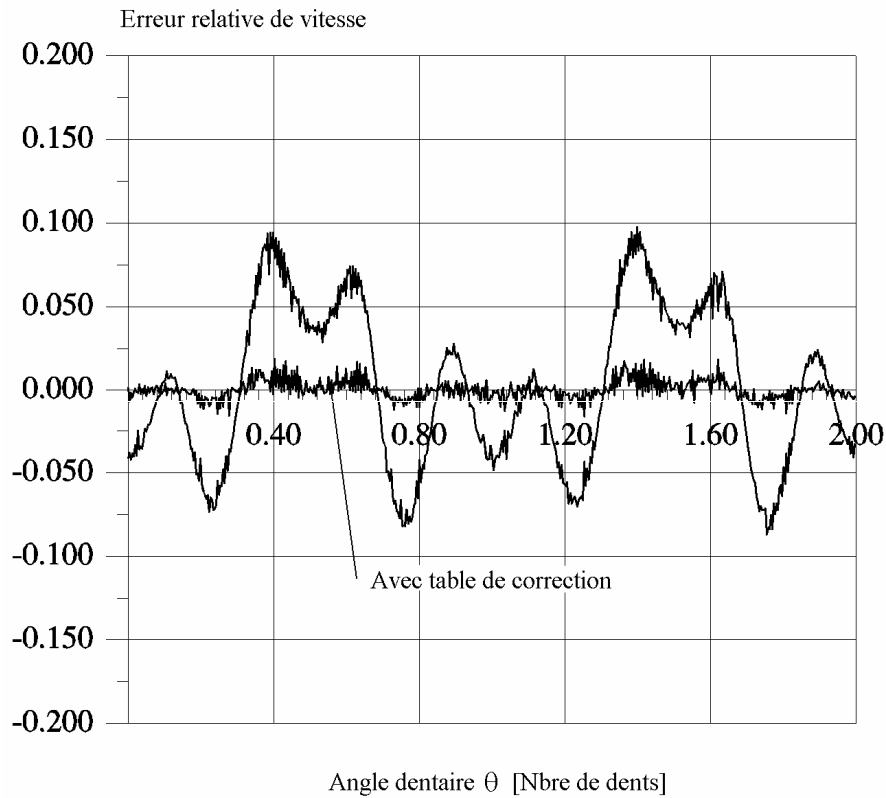


Fig. 4.14 Erreur de vitesse avec la table de correction de 1000 rad/s ($\omega = 1000$ rad/s).

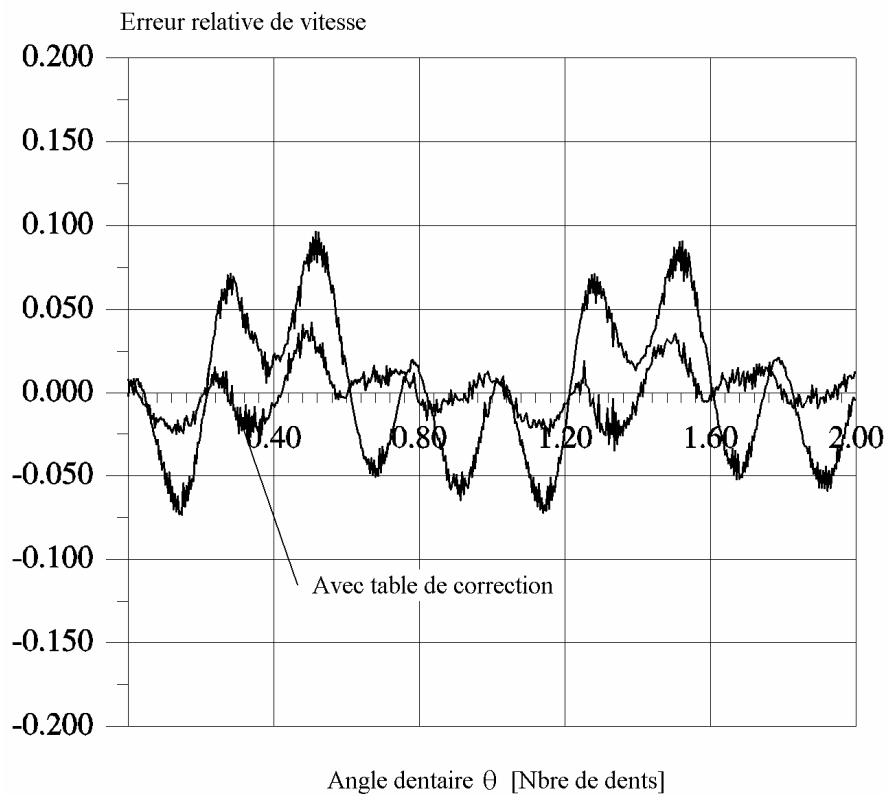


Fig. 4.15 Erreur de vitesse avec la table de correction de 1000 rad/s ($\omega = -1000$ rad/s).

Non seulement la table de correction s'adapte mal en fonction de la vitesse du moteur mais en plus, la disparité d'une dent à l'autre provoque toujours une petite erreur résiduelle. La figure 4.16 en témoigne par la mesure de l'erreur relative de vitesse sur 3 tours mécaniques avec l'utilisation de la table de 1000 rad/s. On constate que, même si l'erreur est en moyenne bien compensée, il reste une certaine dispersion.

En conclusion, la méthode de correction de l'erreur de vitesse par une table enregistrée ne donne pas des résultats suffisamment intéressants pour justifier son application. Ainsi, la mesure de vitesse sera assurée par le capteur laser rotatif couplé en bout d'arbre. Ce procédé sera décrit au paragraphe 4.4.1.

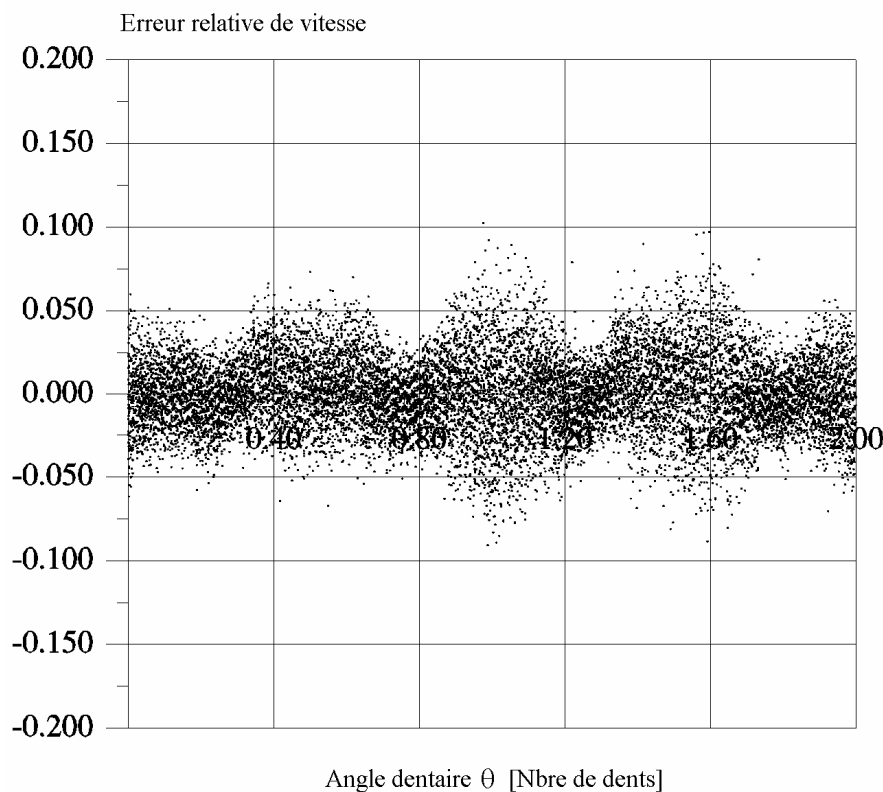


Fig. 4.16 Erreur relative de vitesse avec table de correction ($\omega = 1000$ rad/s).

4.3.5 Analyse harmonique de l'erreur relative de vitesse

Pour permettre une modélisation précise du capteur inductif, il faut trouver une fonction analytique décrivant l'erreur de mesure de position. On peut obtenir cette fonction par une analyse harmonique de l'erreur relative de vitesse. La table de correction pour une vitesse angulaire de $\omega = 100$ rad/s est pratiquement identique à la table pour $\omega = -100$ rad/s. On peut donc en conclure que les problèmes dynamiques sont négligeables pour de telles vitesses. Ainsi, l'erreur relative de vitesse pour $\omega = 100$ rad/s servira de référence pour l'analyse harmonique de l'erreur relative de vitesse. La figure 4.17 représente le spectre en amplitude de l'erreur relative de vitesse, calculé par une transformée de Fourier rapide de la table de correction pour $\omega = 100$ rad/s. On constate que le spectre est pratiquement constitué d'une fondamentale, et des harmoniques 2 et 4.

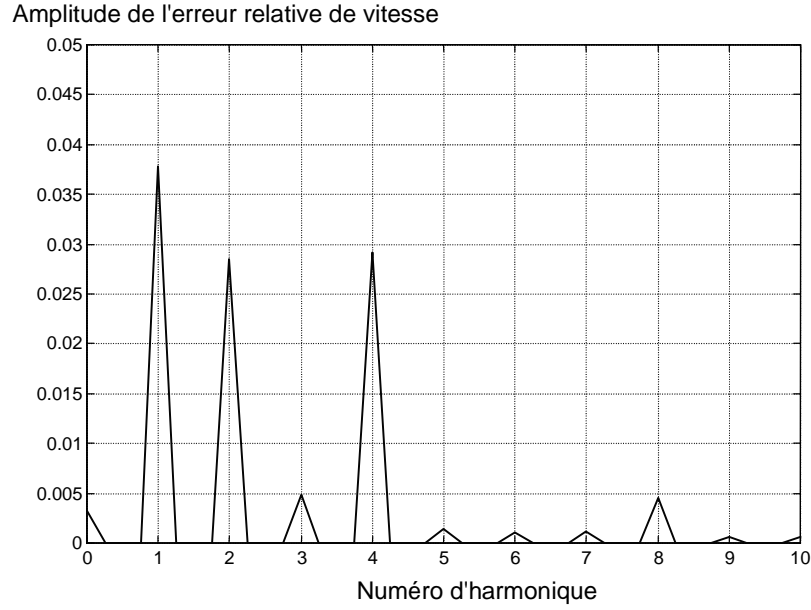


Fig. 4.17 Spectre en amplitude de l'erreur relative de vitesse ($\omega = 100 \text{ rad/s}$) en fonction du numéro d'harmonique.

En ne considérant que l'onde fondamentale et les harmoniques 2 et 4, on obtient l'expression approchée de l'erreur relative de vitesse en fonction de l'angle dentaire θ . La figure 4.18 permet de comparer l'expression approchée (4.27) avec la mesure.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \Delta \theta_{mes}}{\partial \theta} \cong & 0.0378 \cdot \cos(\theta - 2.9008) + \\
 & + 0.0285 \cdot \cos(2\theta + 0.7237) + \\
 & + 0.0291 \cdot \cos(4\theta - 1.8317)
 \end{aligned} \tag{4.27}$$

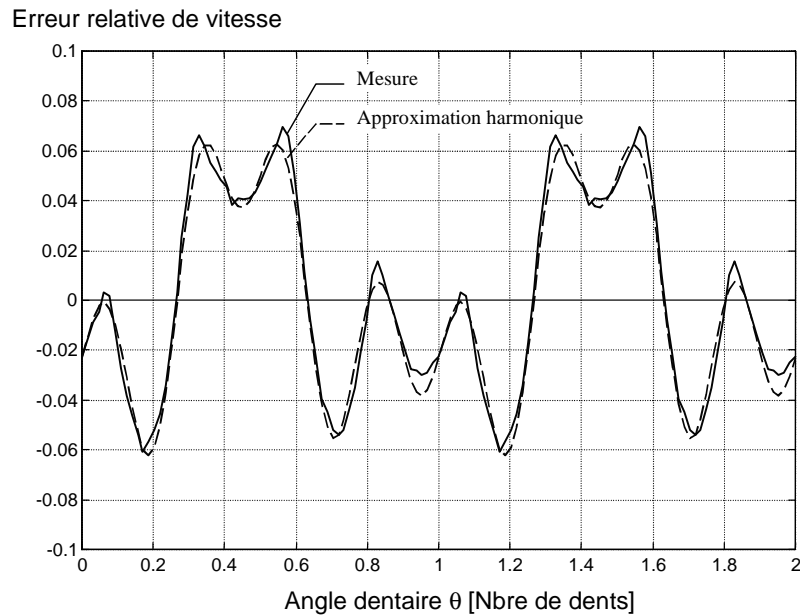


Fig. 4.18 Allures de l'erreur relative de vitesse et de l'approximation (4.27).

En intégrant l'expression (4.27) par rapport à θ , on obtient une approximation de l'erreur de position $\Delta\theta_{mes}$ en fonction de l'angle dentaire θ .

$$\begin{aligned}\Delta\theta_{mes} \cong & 0.0378 \cdot \sin(\theta - 2.9008) + \\ & + 0.0142 \cdot \sin(2\theta + 0.7237) + \\ & + 0.0073 \cdot \sin(4\theta - 1.8317)\end{aligned}\quad (4.28)$$

Le graphe de cette fonction est représenté à la figure 4.19 avec une échelle en pour-cent par rapport à 2π . Cette figure correspond assez bien avec la mesure de l'erreur statique de position donnée à la figure 4.9.

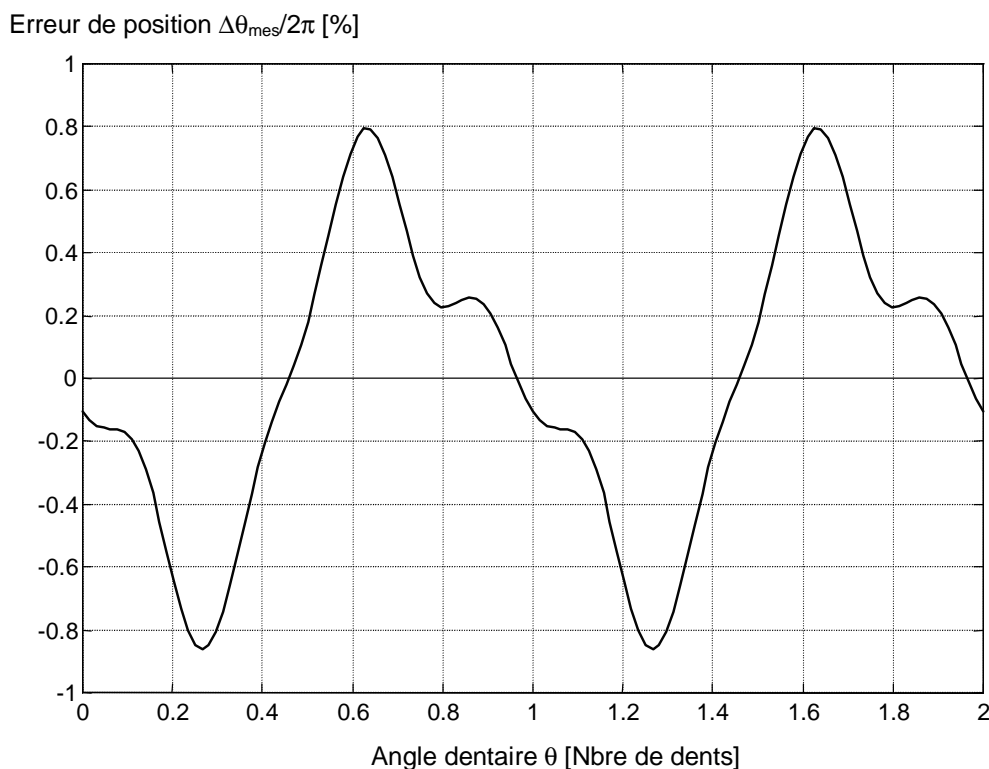


Fig. 4.19 Erreur de position donnée par la fondamentale et les harmoniques 2 et 4.

4.4 MESURE DE LA VITESSE

4.4.1 Le capteur laser rotatif

Si l'on désire observer les ondulations du couple électromagnétique par le biais d'un réglage de vitesse, il faut que la mesure de vitesse soit excellente. Ainsi, pour s'affranchir des erreurs générées par le capteur inductif, la mesure de vitesse sera basée sur un capteur laser rotatif couplé à l'arrière du moteur puisque celui-ci possède un rotor traversant. Le capteur inductif ne sera utilisé que pour la mesure de la position angulaire θ .

Le capteur laser fournit 81000 impulsions par tour mécanique sur deux signaux digitaux décalés de 90° comme le montre la figure 4.20. Il s'agit donc d'une mesure relative.

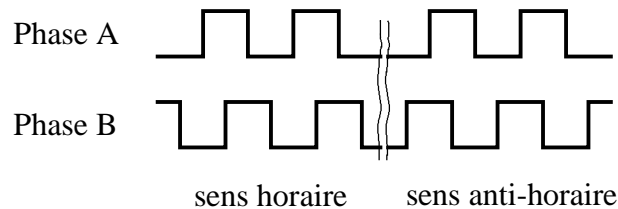


Fig. 4.20 Allure des signaux fournis par le capteur laser.

Le PC utilisé comme organe de calcul du régulateur de vitesse est muni d'une carte compteur permettant de compter dans les deux sens non pas les impulsions mais les flancs montants et descendants des deux signaux fournis par le capteur laser, soit 324000 flancs / tour. Il s'agit d'un compteur de 24 bits.

La précision du capteur laser est excellente. L'erreur mesurée par le fabricant se trouve à la figure 4.21. On remarque une erreur maximale de 10 secondes d'arc, ce qui représente une erreur de 0.12 % par rapport à une dent. Dans le cas du capteur inductif, cette erreur valait près de 1 %. En ce qui concerne l'erreur relative de vitesse, c'est-à-dire la dérivée de l'erreur par rapport à la position, on peut l'estimer à 0.02 % en examinant la figure 4.21. Elle est donc négligeable.

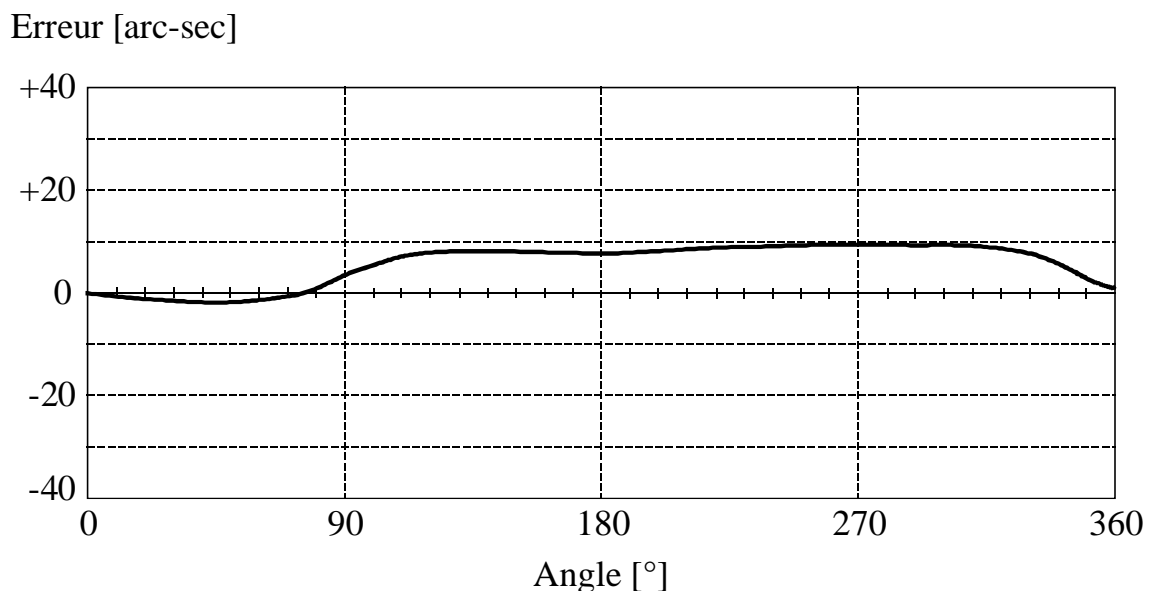


Fig.4.21 Erreur de position du capteur laser mesurée par le fabricant.

4.4.2 Quantification de vitesse

En divisant les 324000 flancs du capteur par 158 dents, on obtient 2050.63 flancs par dent. Ce qui correspond à une résolution d'environ 11 bits, dans le cas du capteur inductif. Selon la relation (4.10), l'erreur de quantification de la vitesse pour une période d'échantillonnage de $T_E = 200 \mu s$ devient :

$$\Delta\omega_q = \frac{2\pi}{2050.63} \cdot \frac{1}{200 \cdot 10^{-6}} = 15.32 \text{ rad/s} \quad (4.29)$$

Malgré le grand nombre d'impulsions du capteur laser, l'erreur de quantification de la vitesse $\Delta\omega_q$ est relativement importante. Il y a deux méthodes visant à réduire cette erreur. La première serait de mesurer le temps entre deux flancs du capteur laser. On aurait ainsi une nette diminution de l'erreur de quantification à basse vitesse. Cette méthode est cependant assez compliquée à mettre en œuvre car elle implique une grande erreur de quantification à haute vitesse, ce qui nécessite une commutation entre les deux principes de mesure à haute et basse vitesses [15]. Cette méthode ne sera pas traitée ici. La deuxième méthode consiste à réaliser un filtrage numérique de la vitesse.

Pour dimensionner le filtre, on a recours à la simulation numérique. A l'aide du logiciel MATLAB-SIMULINK, on peut simuler la mesure de vitesse que fournit le capteur laser avec la quantification et la période d'échantillonnage. La figure 4.22 permet de comparer un filtre de Butterworth d'ordre 2 avec un filtre passe-bas du 2^{ème} ordre classique sur un profil arbitraire de vitesse réelle. On remarque que le filtre de Butterworth présente une meilleure atténuation du bruit de quantification et un retard plus faible que le filtre du 2^{ème} ordre classique. On utilisera donc le filtre de Butterworth d'ordre 2 avec une fréquence de coupure à 400 Hz.

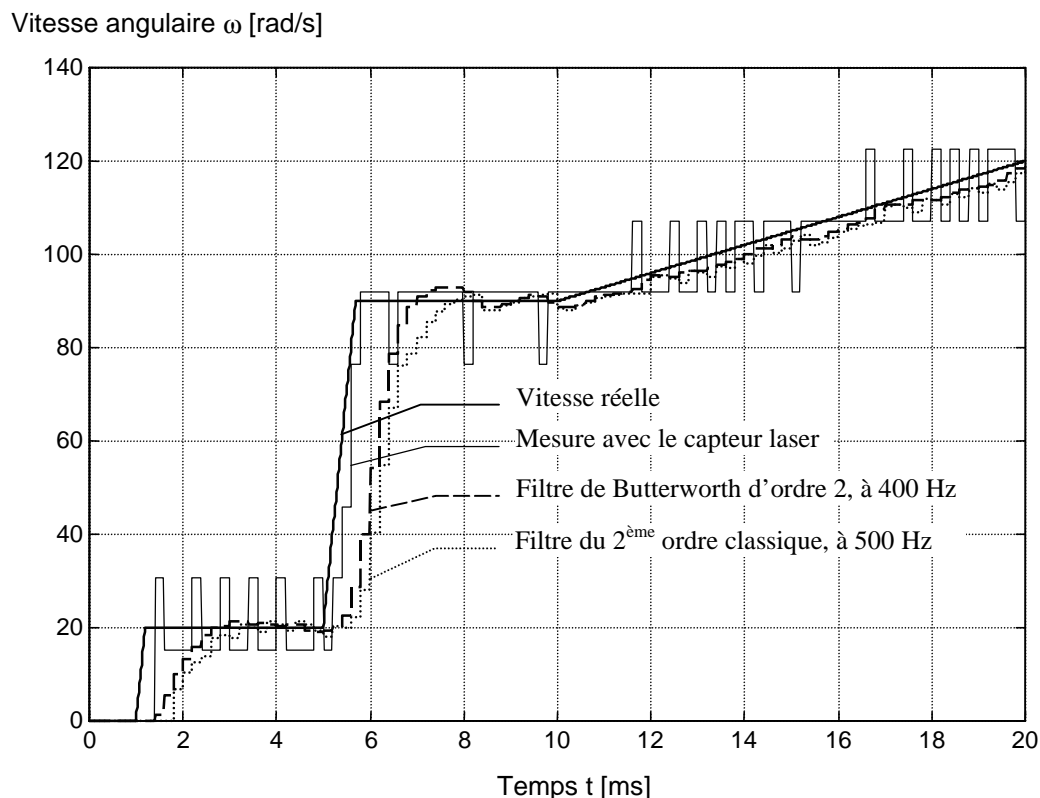


Fig. 4.22 Mesure de la vitesse et filtrage numérique.

4.4.3 Filtre de Butterworth

La relation (4.30) donne la fonction de transfert d'un filtre de Butterworth numérique d'ordre 2 [16] avec une fréquence de coupure à 400 Hz et une période d'échantillonnage de 200 μs .

$$H(z) = \frac{0.0461 + 0.0923 \cdot z^{-1} + 0.0461 \cdot z^{-2}}{1 - 1.3073 \cdot z^{-1} + 0.4918 \cdot z^{-2}} \quad (4.30)$$

L'implémentation sur ordinateur de cette fonction de transfert se fait par l'équation aux différences suivante :

$$\begin{aligned} y[k] = & 0.0461 \cdot x[k] + 0.0923 \cdot x[k-1] + 0.0461 \cdot x[k-2] \\ & + 1.3073 \cdot y[k-1] - 0.4918 \cdot y[k-2] \end{aligned} \quad (4.31)$$

Le régulateur de vitesse doit pouvoir suivre les ondulations de vitesse d'harmonique 3 provoquées par l'ondulation du couple électromagnétique. La simulation de la figure 4.23 montre l'allure de la vitesse mesurée avec le capteur laser et filtrée, lorsque la vitesse angulaire moyenne vaut $\omega = 20 \text{ rad/s}$ avec une ondulation dont la fréquence vaut trois fois la fréquence dentaire. Malgré une certaine ondulation résiduelle, on remarque que la mesure reflète assez bien l'allure réelle de la vitesse.

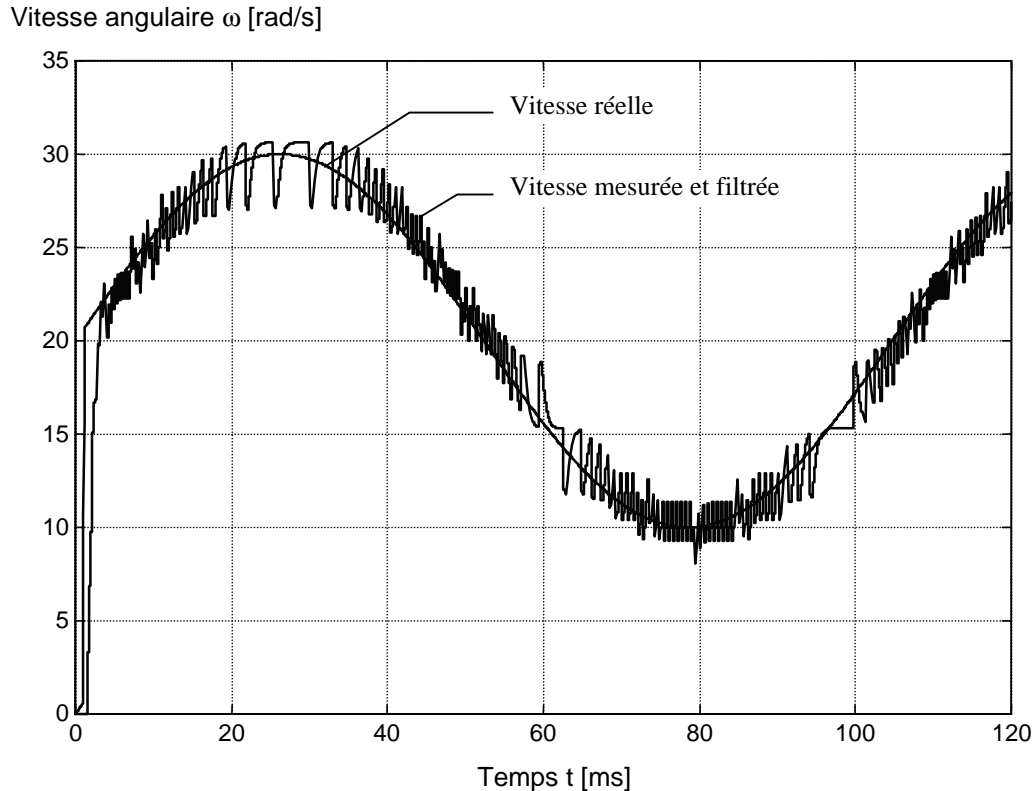


Fig. 4.23 Allure de la vitesse mesurée avec le filtre de Butterworth.

4.5 LE COUPLE DE CHARGE

4.5.1 Généralités

Le réglage de vitesse permettra d'évaluer les ondulations du couple électromagnétique produites par le moteur réluctant. Le niveau du couple électromagnétique est donné par la charge mécanique, fonctionnant en frein. En régime établi, le couple électromagnétique M_e et le couple de freinage M_f sont égaux.

$$M_e - M_f = J \frac{d\omega}{dt} \quad (4.32)$$

Cependant, le couple électromagnétique M_e possède une composante continue M_{e0} et une certaine ondulation d'amplitude ΔM_e . Si le couple de freinage M_f est parfaitement continu, le régulateur de vitesse imposera $M_{e0} = M_f$. Ainsi, la relation (4.32) devient :

$$\Delta M_e = J \frac{d\omega}{dt} \quad (4.33)$$

Ces quelques considérations générales permettent de décrire les principales caractéristiques du système de freinage du moteur réluctant direct. D'abord il doit permettre de produire un couple relativement élevé (128 Nm) avec une ondulation aussi faible que possible. Il faut en tout cas que celle-ci soit négligeable vis-à-vis de l'ondulation du couple électromagnétique. De plus, ces caractéristiques doivent convenir à un fonctionnement à très basse vitesse, typiquement $\omega = 20$ rad/s, soit une vitesse mécanique de $\Omega = 1.2$ tr/min. Finalement, l'inertie du système de freinage doit être aussi faible que possible car, selon (4.33), une inertie élevée réduit la sensibilité de la mesure d'ondulation de couple.

Pour faire face aux exigences concernant la charge mécanique, il convient d'utiliser des freins à hystérèse magnétique.

4.5.2 Les freins à hystérèse magnétique

Le système de freinage du moteur réluctant direct consiste en une série de quatre freins à hystérèse magnétique du type EBU10 de ZF Antriebstechnik. Chaque frein permet de développer un couple de freinage nominal de 12 Nm avec une inertie de 0.0059 kgm^2 . Ainsi, le couple de freinage du système atteint aisément $M_f = 50$ Nm avec une inertie de 0.00236 kgm^2 . Le couple de freinage est mesuré à l'aide d'un torsiomètre inséré entre la série de freins et le moteur réluctant. Il s'agit d'un torsiomètre de type TG-5 /B de Vibro-meter SA.

Le principe de fonctionnement du frein à hystérèse magnétique est décrit par la vue en coupe de la figure 4.24. Le rotor cylindrique en cloche se déplace dans une double structure statorique possédant 2 fois 18 dents. Le flux magnétique engendré par l'enroulement statorique traverse obliquement la paroi rotorique entre deux dents du stator. Lorsque le rotor tourne, la magnétisation rémanente doit changer son orientation d'une dent à l'autre et provoque ainsi un couple de freinage.

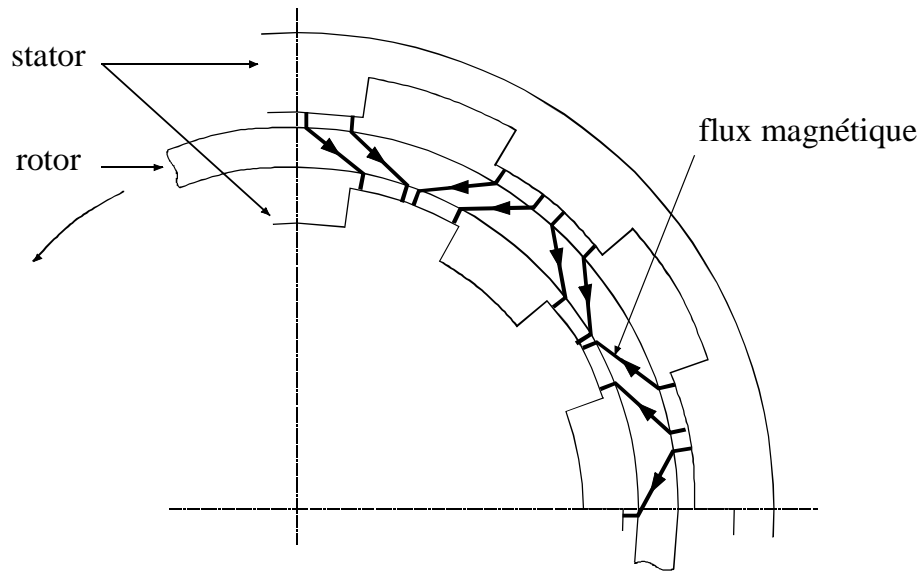


Fig. 4.24 Coupe d'un frein à hystérèse magnétique.

Le couple de freinage ainsi obtenu ne possède aucune ondulation et ne dépend pas de la vitesse jusqu'à environ 500 tr/min. Au repos, le couple est nul. Puis, lorsque l'on entraîne le rotor, le couple de freinage apparaît proportionnellement à l'angle de déplacement jusqu'à environ 10° . Ensuite, passé cet angle, le couple reste parfaitement constant jusqu'au prochain changement du sens de rotation.

On peut ajuster le couple de freinage en variant le courant continu circulant dans le bobinage statorique. L'allure du couple de freinage en fonction du courant est représentée à la figure 4.25. Pour éviter une induction rémanente dans le rotor, il faut toujours le faire tourner lorsque l'on décroît le courant.

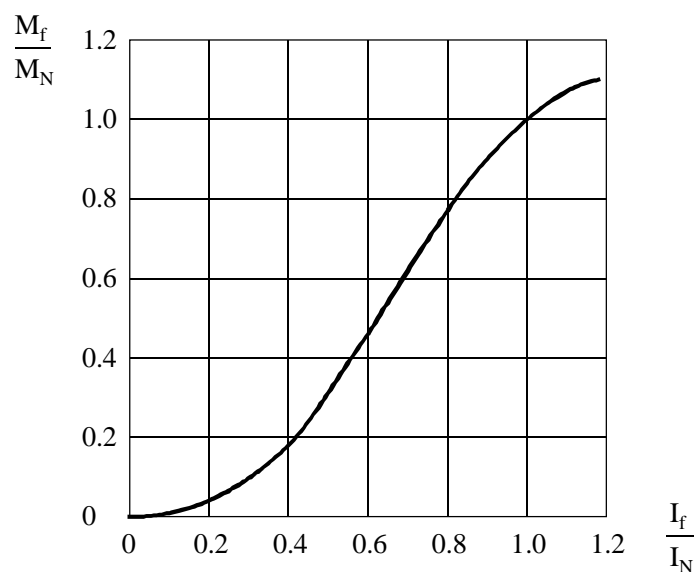


Fig. 4.25 Caractéristique des freins à hystérèse.

4.6 DIMENSIONNEMENT DU REGULATEUR DE VITESSE

4.6.1 Choix du régulateur de vitesse

Le réglage de vitesse décrit dans ce chapitre a pour but de mettre en évidence les ondulations du couple électromagnétique. Le réglage sera assuré par un régulateur PI standard dimensionné en pseudo-continu [17]. Par la suite, au chapitre 6, on étudiera l'utilisation d'un observateur pour perturbation variable associé à un réglage d'état permettant de compenser les ondulations du couple électromagnétique.

Le schéma bloc du réglage de vitesse standard est représenté à la figure 4.26. On y distingue la fonction de transfert du régulateur $G_R(s)$, de l'organe de commande $G_{cm}(s)$, du système à régler $G_S(s)$, de la grandeur de perturbation $G_{SV}(s)$ et enfin celle de l'organe de mesure $G_M(s)$.

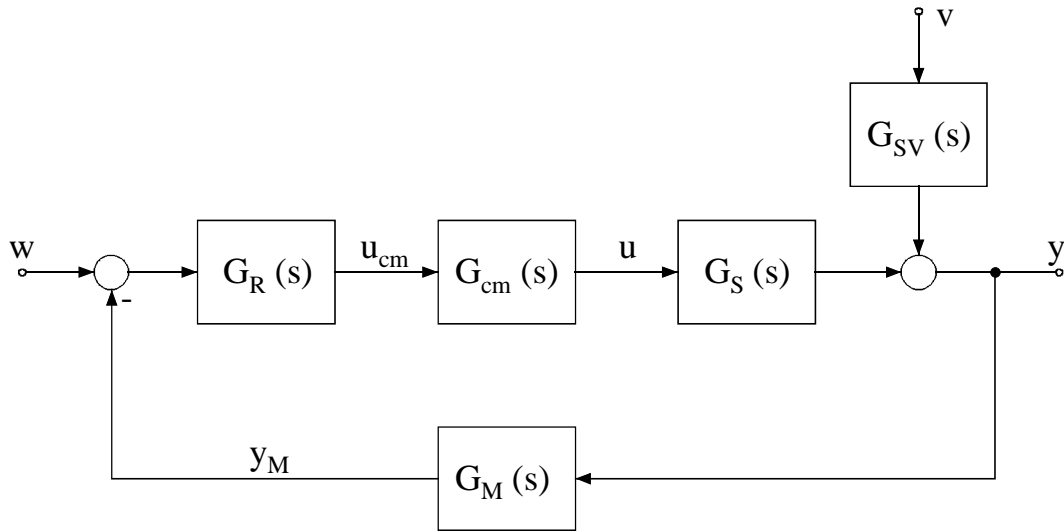


Fig. 4.26 Schéma bloc du réglage de vitesse.

4.6.2 Système à régler

Le système à régler est défini par l'équation différentielle mécanique suivante :

$$M_e = J \frac{d\Omega}{dt} = \frac{J}{Z_r} \frac{d\omega}{dt} \quad (4.34)$$

En grandeurs normalisées, on obtient

$$m_e = \frac{J}{Z_r} \frac{\omega_{réf}}{M_{réf}} \frac{dn}{dt} \quad \text{avec : } m_e = \frac{M_e}{M_{réf}} \quad \text{et} \quad n = \frac{\omega}{\omega_{réf}} \quad (4.35)$$

La fonction de transfert $G_s(s)$ du système à régler est donnée par

$$G_s = \frac{1}{sT_1} \quad \text{avec : } T_1 = \frac{J \cdot \omega_{réf}}{M_{réf} \cdot Z_r} \quad (4.36)$$

On choisit les valeurs de référence par rapport à la caractéristique du moteur réluctant direct présentée à la figure 1.5. Pour le couple de référence, on prendra 20 % de moins que le couple maximal, soit pour le moteur de test :

Couple de référence	:	M _{réf}	= 100 Nm
Vitesse angulaire de référence	:	ω _{réf}	= 1000 rad/s (Ω _{réf} = 60.4 tr/min)

La constante de temps mécanique du système à régler pour le moteur seul devient

$$T_1 = \frac{J \cdot \omega_{réf}}{M_{réf} \cdot Z_r} = \frac{0.04 \cdot 1000}{100 \cdot 158} = 2.53 \text{ ms} \quad (4.37)$$

et, avec la série de freins et les accouplements

$$T_1 = \frac{J \cdot \omega_{réf}}{M_{réf} \cdot Z_r} = \frac{(0.04 + 0.0236 + 0.0014) \cdot 1000}{100 \cdot 158} = 4.11 \text{ ms} \quad (4.38)$$

4.6.3 Organe de commande

La fonction de transfert de l'organe de commande est relativement compliquée. En effet, la montée en courant suite à un saut de consigne de couple se fait pratiquement linéairement (voir figure 3.23) avec une pente qui dépend de la vitesse du moteur et de la tension continue U_e . Le couple électromagnétique étant proportionnel au carré du courant, sa caractéristique de croissance est parabolique comme on peut le constater avec la simulation de la figure 4.27.

Ainsi, on ne s'intéressera qu'aux petites variations de la consigne de couple autour d'un point de fonctionnement. Comme il est difficile de mesurer le couple pendant un saut de consigne, on recourt à la simulation. La figure 4.27 montre l'allure simulée du couple électromagnétique lorsque la consigne passe de 100 à 110 Nm en tenant compte de la période d'échantillonnage et du temps de calcul. Sur le même graphe, on a reporté la réponse à une fonction de transfert équivalente ayant une petite constante de temps estimée à $T_p = 0.3 \text{ ms}$. Pour une petite variation autour d'un point de fonctionnement, on remarque que la fonction de transfert équivalente et l'organe de commande ont un comportement assez proche. La petite constante de temps T_p comprend également le temps de calcul $T_r = 0.1 \text{ ms}$ et le retard moyen dû au maintien $T_{me} = T_E / 2 = 0.1 \text{ ms}$. On peut donc en déduire la fonction de transfert équivalente de l'organe de commande.

$$G_{cm}(s) = \frac{1}{1 + sT_{cm}} \quad \text{avec : } T_{cm} = 0.1 \text{ ms} \quad (4.39)$$

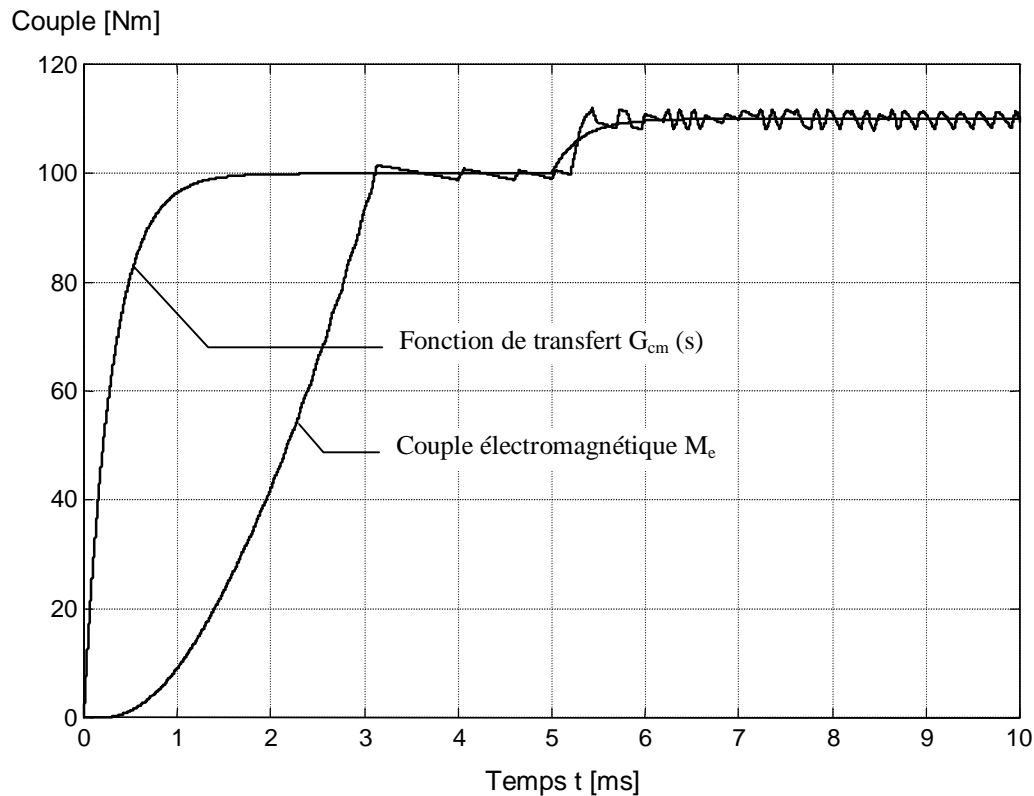


Fig. 4.27 Saut de couple et petite constante de temps équivalente.

4.6.4 Organe de mesure

La fonction de transfert de l'organe de mesure est celle du filtre de Butterworth de la mesure de vitesse. Pour calculer sa petite constante de temps équivalente T_{pM} , il faut déterminer la surface de réglage absolue S_R [17] d'un filtre de Butterworth continu d'ordre 2. Comme le montre la figure 4.28, les deux pôles sont placés sur un cercle dont le rayon est la fréquence de coupure du filtre ω_0 .

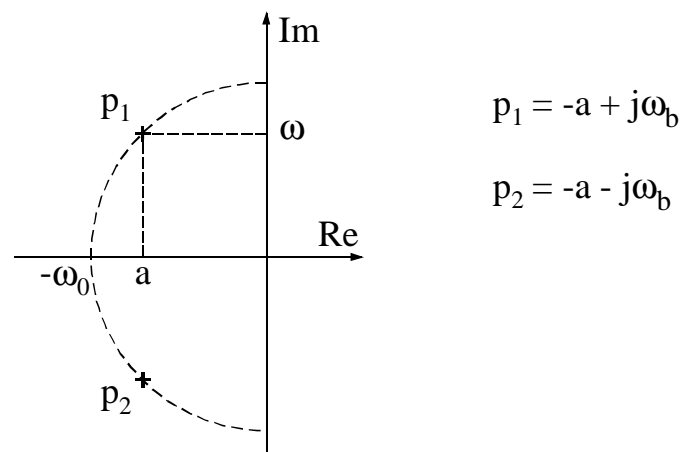


Fig. 4.28 Pôles d'un filtre de Butterworth d'ordre 2.

La réponse à un saut indiciel est donnée par

$$H(s) = \frac{1}{s} \cdot \frac{a^2 + \omega_b^2}{(s + a)^2 + \omega_b^2} \quad (4.40)$$

soit, dans le domaine temporel et avec $a = \omega$:

$$h(t) = 1 - \sqrt{2} \cdot e^{-at} \sin\left(\omega_b t + \frac{\pi}{4}\right) \quad (4.41)$$

A partir de (4.41) on peut déterminer la surface de réglage absolue S_R . Ensuite, on procède au changement de variables : $at = \omega_b t = x$.

$$S_R = \sqrt{2} \cdot \int_0^{\infty} e^{-at} \cdot \left| \sin\left(\omega_b t + \frac{\pi}{4}\right) \right| \cdot dt = \frac{\sqrt{2}}{\omega_b} \cdot \int_0^{\infty} e^{-x} \cdot \left| \sin\left(x + \frac{\pi}{4}\right) \right| \cdot dx \quad (4.42)$$

On peut calculer cette intégrale à partir de la primitive (4.43). Le problème de la valeur absolue se résout en intégrant séparément les surfaces positives et négatives.

$$\int e^{-x} \cdot \sin\left(x + \frac{\pi}{4}\right) \cdot dx = -\frac{1}{2} e^{-x} \left[\cos\left(x + \frac{\pi}{4}\right) + \sin\left(x + \frac{\pi}{4}\right) \right] \quad (4.43)$$

- Première alternance (positive):

$$\int_0^{\pi - \frac{\pi}{4}} e^{-x} \cdot \sin\left(x + \frac{\pi}{4}\right) \cdot dx = \frac{1}{2} \cdot e^{-x} \Big|_{x=\pi - \frac{\pi}{4}} + \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (4.44)$$

- Alternances négatives ($k = 1, 2, \dots$) :

$$- \int_{(2k-1)\pi - \frac{\pi}{4}}^{2k\pi - \frac{\pi}{4}} e^{-x} \cdot \sin\left(x + \frac{\pi}{4}\right) \cdot dx = \frac{1}{2} \cdot \left(e^{-x} \Big|_{x=2k\pi - \frac{\pi}{4}} + e^{-x} \Big|_{x=(2k-1)\pi - \frac{\pi}{4}} \right) \quad (4.45)$$

- Alternances positives ($k = 1, 2, \dots$) :

$$\int_{2k\pi - \frac{\pi}{4}}^{(2k+1)\pi - \frac{\pi}{4}} e^{-x} \cdot \sin\left(x + \frac{\pi}{4}\right) \cdot dx = \frac{1}{2} \cdot \left(e^{-x} \Big|_{x=(2k+1)\pi - \frac{\pi}{4}} + e^{-x} \Big|_{x=2k\pi - \frac{\pi}{4}} \right) \quad (4.46)$$

En additionnant toutes les alternances, on obtient une série géométrique infinie dont on peut déterminer la somme. Finalement, la surface de réglage absolue est donnée par :

$$S_R = \frac{\sqrt{2}}{\omega_b} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \sum_{k=1}^{\infty} e^{-k\pi + \frac{\pi}{4}} \right) = \frac{1}{\omega_b} \left(1 + \frac{\sqrt{2} \cdot e^{\frac{\pi}{4}}}{e^{\pi} - 1} \right) \quad (4.47)$$

En examinant la figure 4.28, on trouve la relation entre la partie imaginaire ω des deux pôles et la fréquence de coupure ω_0 du filtre.

$$\omega_b = \frac{\omega_0}{\sqrt{2}} \quad (4.48)$$

En introduisant (4.48) dans (4.47), on obtient une relation pour déterminer la petite constante de temps équivalente T_{pM} , avec une fréquence de coupure de 400 Hz.

$$T_{pM} = S_R = \frac{1}{\omega_0} \left(\sqrt{2} + \frac{2 \cdot e^{\frac{\pi}{4}}}{e^{\pi} - 1} \right) = \frac{1}{2\pi \cdot 400} \cdot 1.6123 = 0.64 \text{ ms} \quad (4.49)$$

Comme la mesure de vitesse se fait entre deux périodes d'échantillonnage, elle subit un retard moyen de $T_E / 2$. La petite constante de temps équivalente T_M devient

$$T_M = T_{pM} + \frac{T_E}{2} = 0.64 \cdot 10^{-3} + \frac{0.2 \cdot 10^{-3}}{2} = 0.74 \text{ ms} \quad (4.50)$$

4.6.5 Le régulateur de vitesse

Pour dimensionner le régulateur de vitesse, il faut déterminer la petite constante de temps résultante T_{pE} définie pour un régulateur PI comme suit [17] :

$$T_{pE} = \frac{T_E}{2} + T_{cm} + T_M + T_r = \left(\frac{0.2}{2} + 0.1 + 0.74 + 0.1 \right) \cdot 10^{-3} = 1.04 \text{ ms} \quad (4.51)$$

Pour qu'un traitement pseudo-continu soit applicable, il faut que la petite constante de temps $T_p = T_{cm} + T_M = 0.1 + 0.74 = 0.84 \text{ ms}$, introduite par l'organe de commande et par l'organe de mesure, réponde à la condition

$$T_p < \frac{T_1}{4} \quad (4.52)$$

Dans le cas du système complet avec la série de freins, cette condition est vérifiée car on a $T_1 / 4 = 1.03 \text{ ms}$. Cependant, pour le moteur seul, on a $T_1 / 4 = 0.63 \text{ ms}$. Bien que la condition (4.52) ne soit pas tout à fait vérifiée dans ce cas, on utilisera néanmoins le traitement pseudo-continu. Le réglage de vitesse à vide sera uniquement utilisé pour vérifier le fonctionnement du système.

Une deuxième condition impose que la période d'échantillonnage T_E soit inférieure à la petite constante de temps T_p , ce qui est largement vérifié.

Comme la fonction de transfert du système à régler $G_S(s)$ est de type intégrateur (4.36), il convient de dimensionner le régulateur PI selon le critère sur la réponse harmonique symétrique [17]. La disposition des pôles ainsi que la réponse harmonique du circuit de réglage, données par le critère symétrique, sont présentées à la figure 4.29.

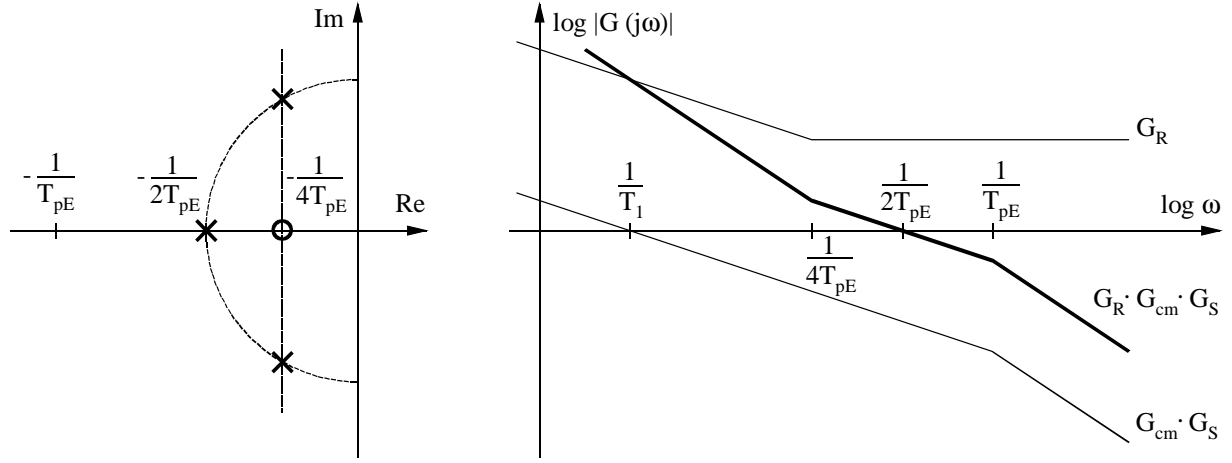


Fig. 4.29 Disposition des pôles(x) et du zéro(o) du système en boucle fermée et réponse harmonique du circuit de réglage ouvert (critère symétrique).

Ainsi, les constantes de temps T_n et T_i de la fonction de transfert continue du régulateur PI (4.53) sont déterminées, pour le système complet avec freins, par les relations (4.54) et (4.55). Le facteur de transfert de l'organe de commande vaut $K_{cm} = 1$.

$$G_R(s) = \frac{1 + sT_n}{sT_i} \quad (4.53)$$

$$T_n = 4 \cdot T_{pE} = 4 \cdot 1.04 \cdot 10^{-3} = 4.16 \text{ ms} \quad (4.54)$$

$$T_i = 8 \frac{T_{pE}^2}{T_1} K_{cm} = 8 \cdot \frac{(1.04 \cdot 10^{-3})^2}{4.11 \cdot 10^{-3}} \cdot 1 = 2.11 \text{ ms} \quad (4.55)$$

Enfin, les coefficients K_p et K_i de l'équation aux différences du régulateur PI échantillonné

$$y_R[k] = K_p \cdot e[k] + K_i \sum_{i=0}^k e[i] \quad (4.56)$$

sont déterminés de la manière suivante :

$$K_p = \frac{T_n - T_E/2}{T_i} = \frac{4.16 \cdot 10^{-3} - 0.1 \cdot 10^{-3}}{2.11 \cdot 10^{-3}} = 1.92 \quad (4.57)$$

$$K_i = \frac{T_E}{T_i} = \frac{0.2 \cdot 10^{-3}}{2.11 \cdot 10^{-3}} = 0.095 \quad (4.58)$$

De la même façon, on obtient pour le moteur seul :

$$T_n = 4 \cdot T_{pE} = 4 \cdot 1.04 \cdot 10^{-3} = 4.16 \text{ ms} \quad (4.59)$$

$$T_i = 8 \frac{T_{pE}^2}{T_1} K_{cm} = 8 \cdot \frac{(1.04 \cdot 10^{-3})^2}{2.53 \cdot 10^{-3}} \cdot 1 = 3.42 \text{ ms} \quad (4.60)$$

$$K_p = \frac{T_n - T_E/2}{T_i} = \frac{4.16 \cdot 10^{-3} - 0.1 \cdot 10^{-3}}{3.42 \cdot 10^{-3}} = 1.19 \quad (4.61)$$

$$K_i = \frac{T_E}{T_i} = \frac{0.2 \cdot 10^{-3}}{3.42 \cdot 10^{-3}} = 0.058 \quad (4.62)$$

Le critère symétrique a la réputation de donner au système un bon comportement vis-à-vis de la grandeur de perturbation mais provoque un grand dépassement lors de variations de la consigne. Afin de limiter le dépassement, il est nécessaire d'insérer un correcteur pour la grandeur de consigne $G_{cw}(s)$. Ce correcteur permet de compenser le zéro de la fonction de transfert en boucle fermée (figure 4.29).

$$G_{cw}(s) = \frac{1}{1 + sT_{cw}} \quad \text{avec : } T_{cw} = 4 \cdot T_{pE} = 4 \cdot 1.04 \cdot 10^{-3} = 4.16 \text{ ms} \quad (4.63)$$

L'équation aux différences du correcteur pour la grandeur de consigne w est donnée par la relation (4.64) où le coefficient α dépend de la période d'échantillonnage T_E .

$$w'[k+1] = (1 - \alpha) \cdot w[k] + \alpha \cdot w'[k] \quad \text{avec : } \alpha = e^{-T_E/T_{cw}} = 0.95 \quad (4.64)$$

Le régulateur doit encore être muni d'une limitation de sa grandeur de sortie (consigne de couple) qui sera fonction de la vitesse mesurée, selon le tableau 3.3. De plus, pour éviter des phénomènes transitoires gênants lors de l'intervention de cette limitation, on doit également corriger la composante intégrale [17]. Le schéma bloc complet du régulateur PI de vitesse avec limitation, correcteur pour la grandeur de consigne et correction de la composante intégrale est présenté à la figure 4.30. Le coefficient K_{pi} est la somme des coefficients K_p et K_i .

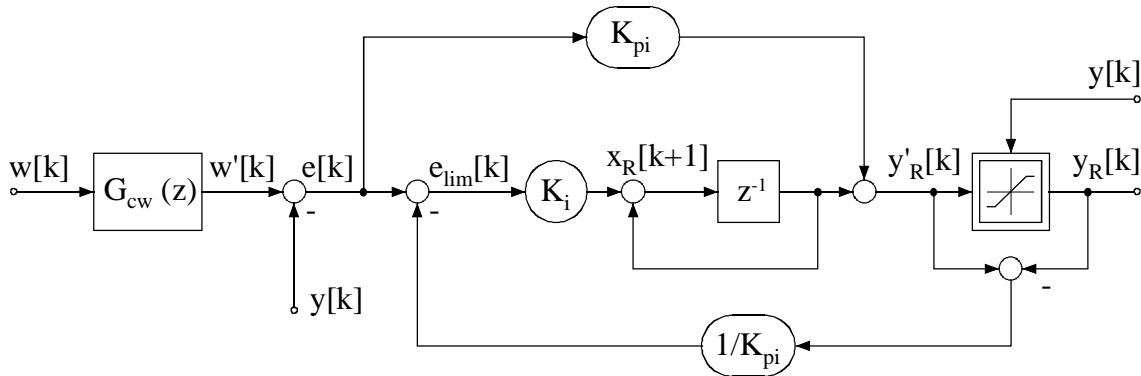


Fig. 4.30 Schéma bloc complet du régulateur de vitesse.

4.7 MODELE DE SIMULATION

4.7.1 Modèle de simulation général

Dans cette section, on propose un modèle de simulation numérique complet pour le réglage de vitesse s'appuyant sur le logiciel MATLAB SIMULINK. La simulation permettra de vérifier la validité des modèles et donnera la possibilité de déterminer rapidement l'influence d'un paramètre sur le comportement de l'ensemble du système.

Le schéma de simulation est présenté à la figure 4.31. La description des différents blocs est détaillée dans les paragraphes suivants.

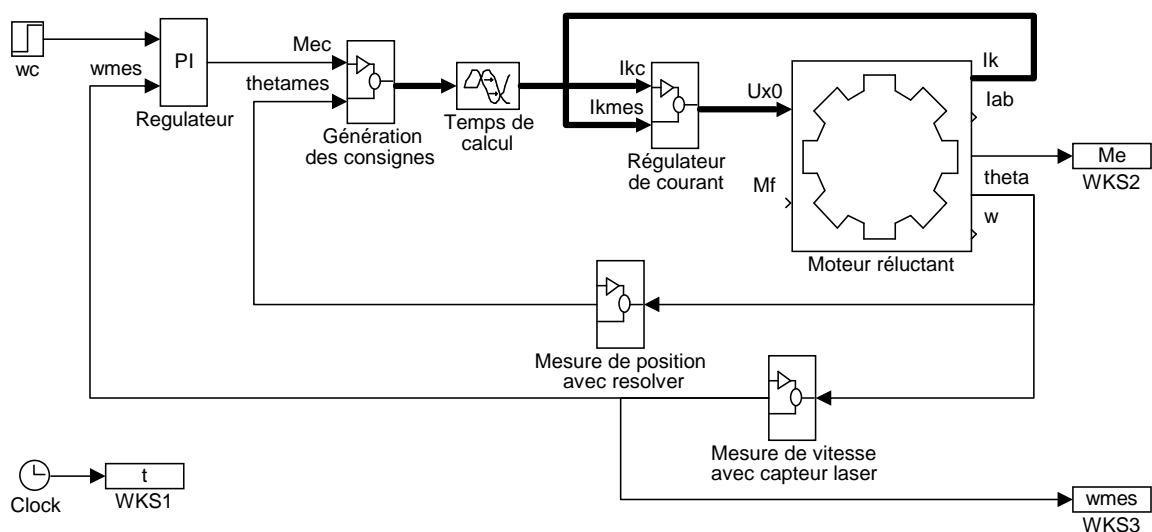


Fig. 4.31 Modèle de simulation complet pour MATLAB SIMULINK.

4.7.2 Modèle du moteur réluctant

Le bloc principal est le modèle du moteur réluctant. La partie électromagnétique du moteur réluctant est modélisée dans le référentiel tournant à l'aide des équations différentielles (3.11). On effectue ensuite un changement de référentiel pour obtenir les trois courants de phase i_1 , i_2 et i_3 selon la relation (2.22). Le couple électromagnétique M_e est déterminé dans le référentiel tournant par la relation (2.39). L'angle dentaire θ et sa dérivée la vitesse angulaire ω nécessaires dans les équations différentielles (3.11) sont déterminés par la partie mécanique du modèle.

La partie mécanique modélise l'inertie du rotor dans l'équation différentielle (4.32). En plus du couple de freinage extérieur, le modèle tient compte des frottements sec et visqueux selon la loi de Coulomb [18]. Sur la base des mesures effectuées sur le moteur de test, on peut exprimer le couple de frottement par la relation suivante :

$$M_{rot} = 0.04 \cdot \Omega + 0.1 \cdot \text{sign}(\Omega) \quad (4.65)$$

4.7.4 Génération des consignes de courant et régulateur de courant

La génération des consignes de courant se fait de la même manière que dans la commande réelle. Les trois courants de phase sont déterminés par la relation (2.37). L'amplitude \hat{I} est déterminée par la relation (2.41) et le déphasage vaut $\varphi = \pi/4$ si la consigne de couple est positive et $\varphi = -\pi/4$ dans le cas contraire. Le bloc 'temps de calcul' retarde les trois consignes de courant de $100 \mu\text{s}$ pour simuler le retard pur lié au temps de calcul T_r .

Le régulateur de courant impose l'état de commutation (u_{10} , u_{20} , u_{30}) par un vecteur de trois comparateurs dont la bande d'hystérèse vaut $\Delta i_h = 0.2 \text{ A}$.

4.7.5 Modélisation du capteur inductif et du capteur laser

Le bloc 'Mesure de position avec résolver' modélise le capteur inductif de manière très précise. D'abord, on additionne à l'angle dentaire θ une fonction d'erreur contenant une onde fondamentale et les harmoniques 2 et 4, conformément à l'expression (4.28). Ensuite on utilise la fonction de transfert (4.14) pour simuler le fonctionnement du convertisseur résolver-digital AD2S80.

Le bloc 'Mesure de vitesse avec capteur laser' permet de simuler le fonctionnement du capteur laser en tenant compte de la quantification due aux nombres d'impulsions par tour. Une fonction de transfert numérique permet de simuler avec exactitude l'implémentation du filtre de Butterworth d'ordre 2.

4.8 SIMULATIONS ET MESURES

4.8.1 Moteur seul

Dans ce paragraphe, on va simuler le comportement du moteur seul en réponse à des sauts de consigne de vitesse. Les simulations seront comparées avec les mesures sur le moteur de test dans les mêmes conditions.

Paramètres du moteur :

Inductance moyenne	: L_0	= 42 mH
Variation d'inductance	: ΔL	= 12 mH
Résistance de phase	: R	= 0.34 Ω
Nombre de dents	: Z_r	= 158
Inertie	: J	= 0.04 kgm^2
Tension continue	: U_e	= 300 V

Selon les relations (4.61) et (4.62), les paramètres du régulateur sont les suivants :

Coefficient P	: K_p	= 1.19
Coefficient I	: K_i	= 0.058

La figure 4.33 représente l'allure des vitesses mesurée et simulée en réponse à un saut de consigne de 0 à 1000 rad/s. Dans les deux cas, on voit que le système en boucle fermée est stable et bien amorti, le dimensionnement du régulateur est donc correct. Cependant, on remarque que le réglage de vitesse réel est sensiblement plus lent que le réglage simulé. On avait déjà constaté, à la section 3.5, que le couple électromagnétique mesuré était légèrement plus faible que le couple simulé à cause de la saturation magnétique. De plus, le dépassement mesuré lors de l'essai pratique est plus important qu'en simulation.

Pour connaître le déplacement angulaire du rotor pendant le saut de vitesse, il suffit d'intégrer la courbe de la figure 4.33 depuis l'origine ($t = 0$) jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de consigne pour la première fois ($t = 7.75$ ms). On peut estimer ce déplacement à environ 3 rad, soit moins d'une demi-dent.

Il faut noter que, lors du saut de consigne de vitesse, la consigne de couple est très élevée et produit une chute de la tension intermédiaire U_c d'environ 10 V.

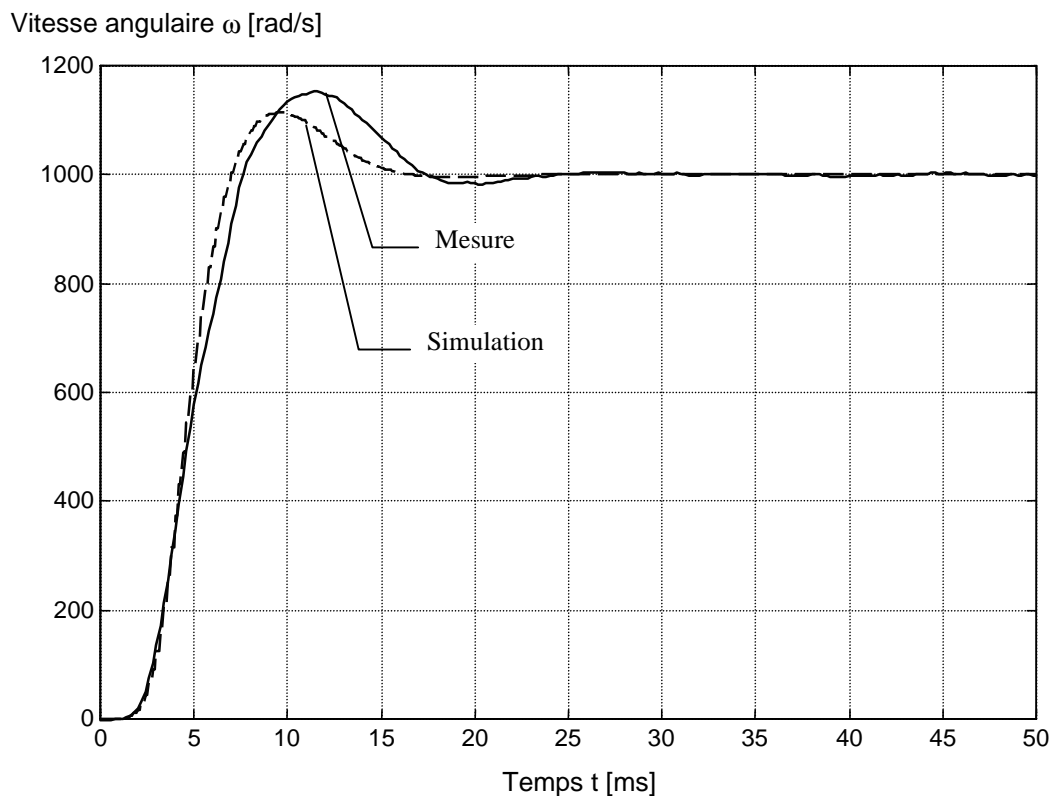


Fig. 4.33 Réponses du système à un saut de consigne de vitesse de 0 à 1000 rad/s.

Les figures 4.34 et 4.35 représentent l'allure des vitesses mesurées et simulées pour de très grands sauts de consigne, respectivement de 0 à 2000 rad/s et de -2000 à 2000 rad/s. Lors de tels sauts, on remarque des variations dans l'accroissement de vitesse dues à la limitation variable du couple électromagnétique en fonction de la vitesse selon le tableau 3.3. Encore une fois, la simulation présente un réglage de vitesse légèrement plus rapide que les essais pratiques, mais elle est assez fidèle en ce qui concerne le dépassement et les limitations.

On en conclut que le modèle de simulation est suffisamment adapté pour rendre compte de pratiquement tous les phénomènes du réglage de vitesse à vide. La simulation du modèle en charge est présentée au paragraphe suivant.

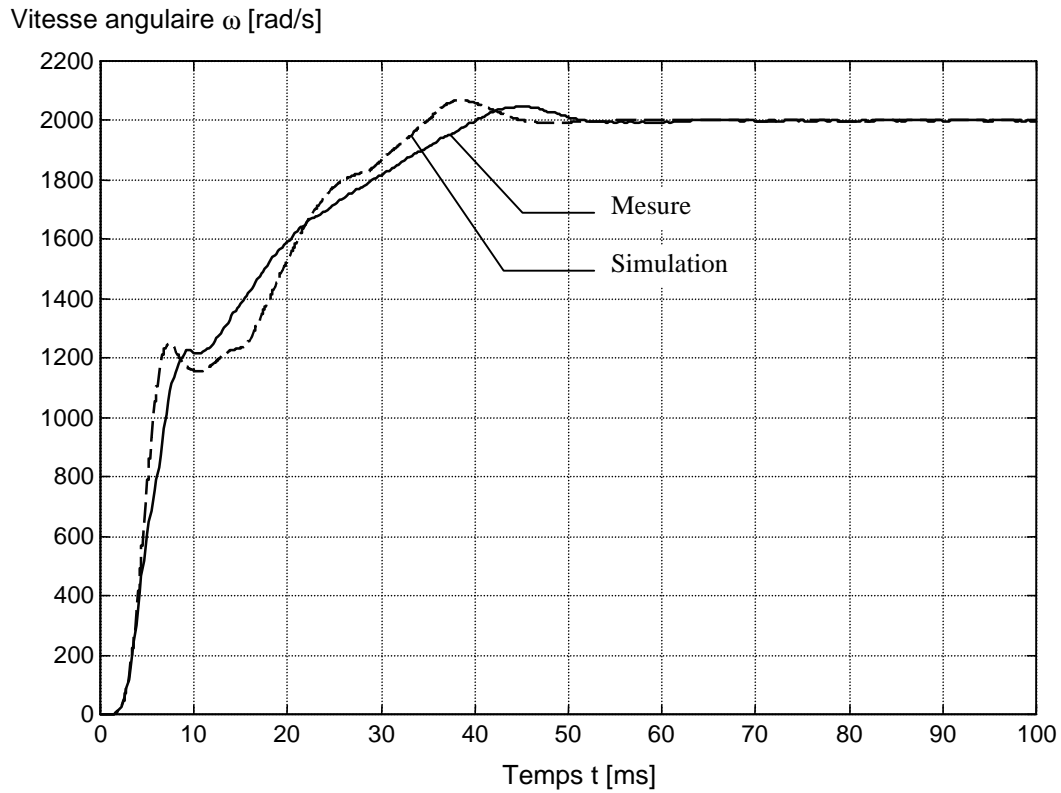


Fig. 4.34 Réponses du système à un saut de consigne de vitesse de 0 à 2000 rad/s.

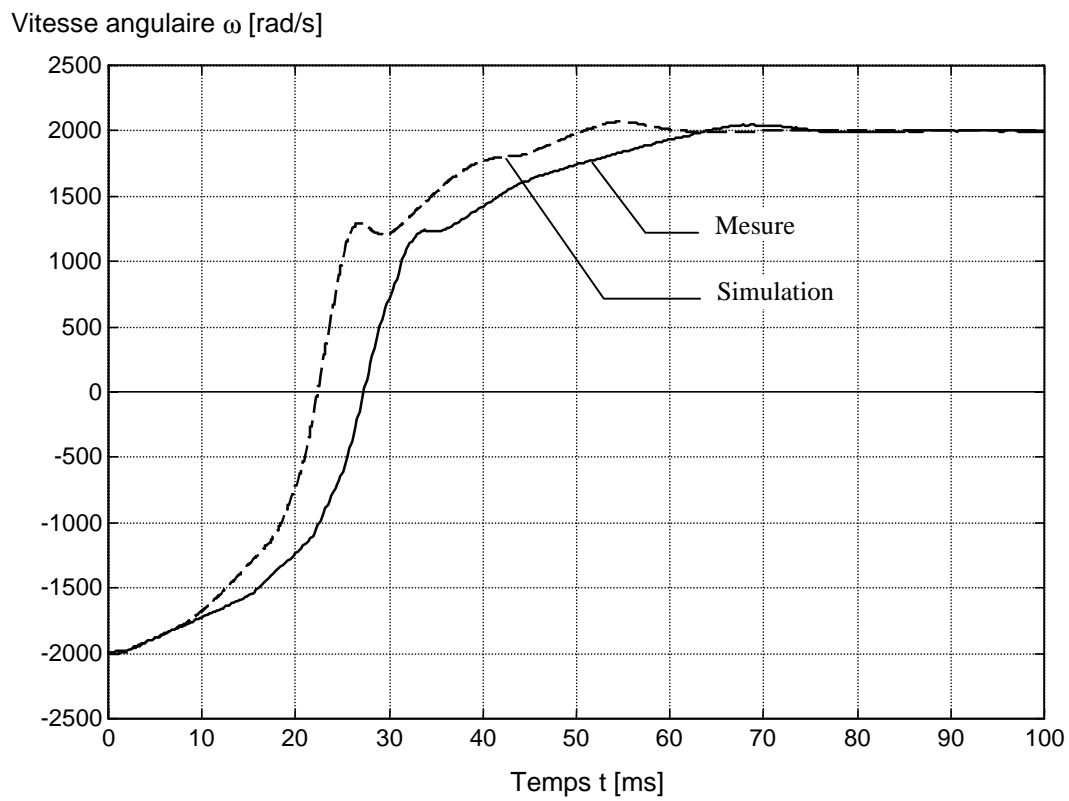


Fig. 4.35 Réponses du système à un saut de consigne de vitesse de -2000 à 2000 rad/s.

Les figures 4.36 et 4.37 représentent les allures simulées de la vitesse, de la consigne de vitesse corrigée par la fonction de transfert $G_{cw}(s)$ et du couple électromagnétique, pour un saut de consigne de respectivement 1000 et 2000 rad/s. A la figure 4.36, on peut constater que le couple n'entre jamais en limitation. En revanche, lors d'un saut de consigne plus important (figure 4.37), on remarque les différentes limitations du couple en fonction de la vitesse. Le passage négatif du couple provient du fait que, pour un fonctionnement à vide, la variation de vitesse est trop rapide et la limitation du couple arrive trop tard.

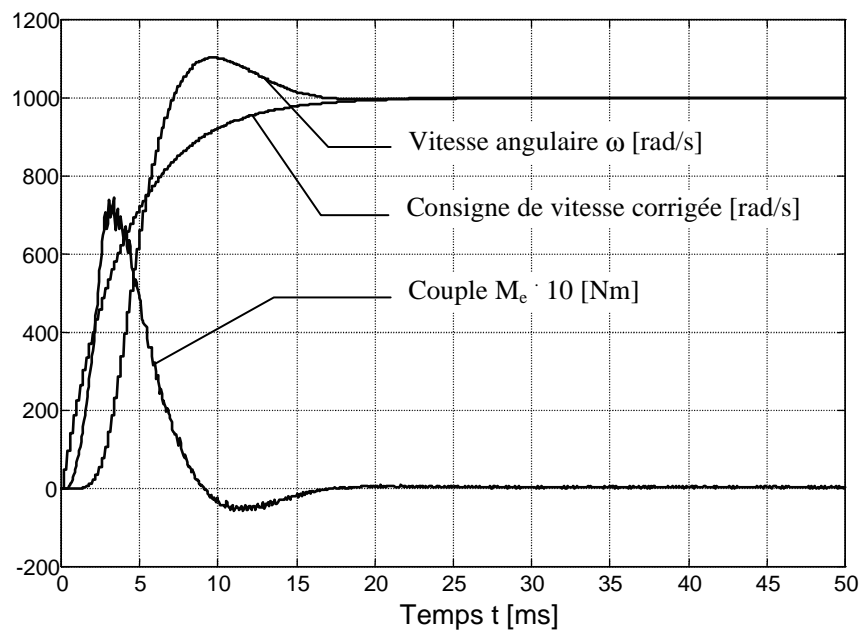


Fig. 4.36 Réponses simulées pour un saut de consigne de vitesse de 0 à 1000 rad/s.

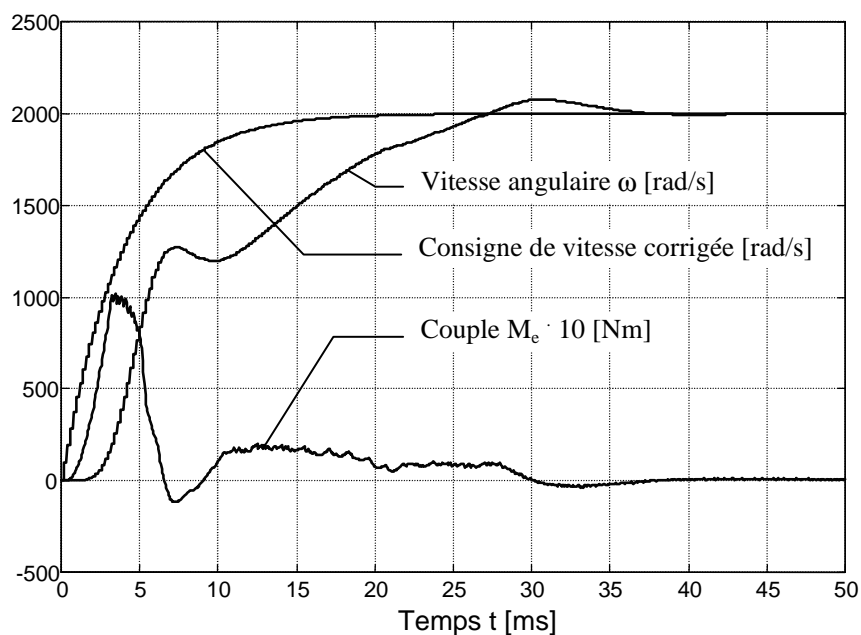


Fig. 4.37 Réponses simulées pour un saut de consigne de vitesse de 0 à 2000 rad/s.

4.8.2 Moteur avec la série de freins

La simulation du moteur avec la série de freins reprend les mêmes paramètres qu'au paragraphe 4.8.1 mais, cette fois, l'inertie vaut $J = 0.065 \text{ kgm}^2$ et les paramètres du régulateur de vitesse sont déterminés par les relations (4.57) et (4.58) soit $K_p = 1.92$ et $K_i = 0.095$.

La figure 4.38 représente les vitesses mesurée et simulée du système avec la série de freins à hystérèse en réponse à un saut de consigne de 0 à 1000 rad/s. On remarque, dans le cas du système réel, que la montée en vitesse est très rapide et que des oscillations apparaissent. Ce phénomène est lié à l'élasticité des accouplements entre le moteur et les freins. Le problème d'élasticité sera traité plus en détail au chapitre 5.

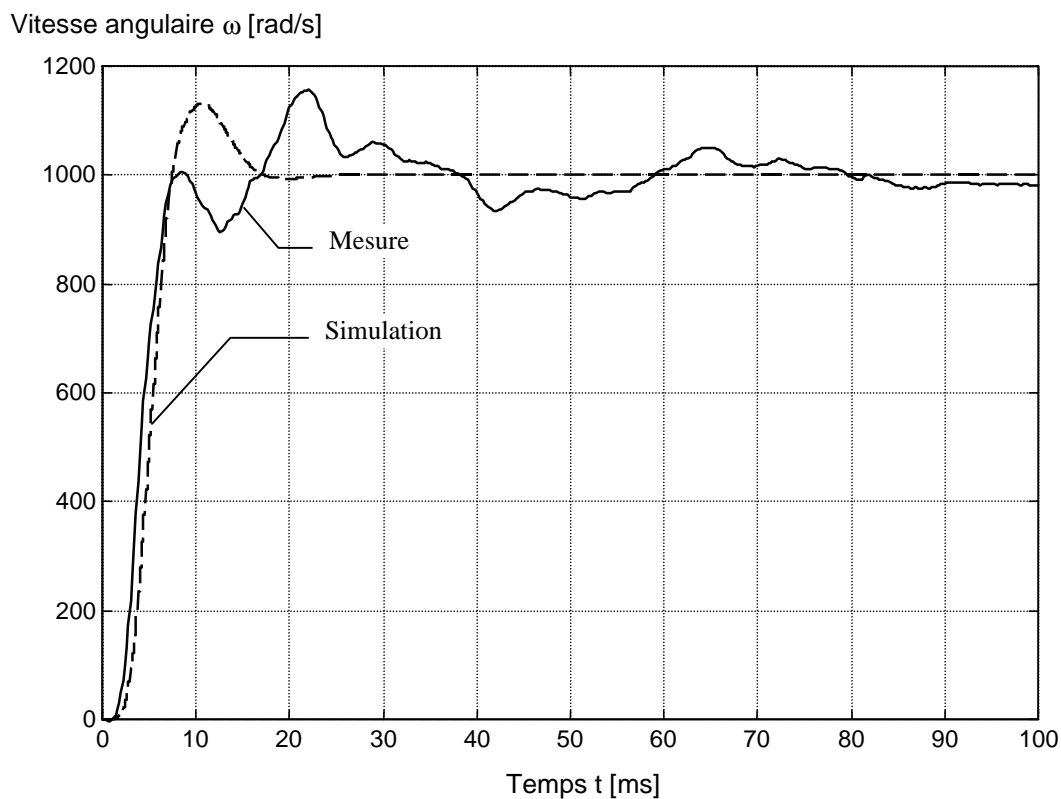


Fig. 4.38 Réponses du système avec freins pour un saut de consigne de 0 à 1000 rad/s.

5. ONDULATION DU COUPLE ELECTROMAGNETIQUE

5.1 INTRODUCTION

Avant de procéder à la mesure des oscillations du couple électromagnétique par le biais du régulateur de vitesse, on s'intéressera de plus près aux performances du réglage de vitesse. Cette analyse détaillée fera l'objet de la section 5.2 et permettra de déterminer les possibilités pour la mesure d'oscillations de couple ainsi que les limites imposées par un tel système. On y présentera également une mesure sur le moteur de test permettant de mettre en évidence l'influence de l'élasticité naturelle du couplage mécanique entre le moteur et les freins à hystérèse magnétique.

La section 5.3 sera entièrement consacrée à la mesure des oscillations de couple sur le moteur de test. Conformément au résultat de la section 5.2, la mesure se fera sur la sortie du régulateur de vitesse. Bien que ces oscillations soient périodiques sur le passage d'une dent rotorique, on présentera toujours les mesures sur une période électrique complète, soit deux dents rotoriques. On présentera également une analyse spectrale de ces oscillations en soulignant l'influence des paramètres suivants : couple de freinage, vitesse de rotation, sens de rotation et position mécanique.

Une méthode simple permettant de compenser les oscillations du couple électromagnétique fera l'objet de la section 5.4. Cette méthode consiste, dans un premier temps, à mesurer les oscillations de couple en régime établi à la sortie du régulateur de vitesse et de les mémoriser dans une table. La mesure est ensuite normalisée pour obtenir le facteur de correction en fonction de l'angle dentaire $k(\theta)$. Une fois que la table est mémorisée, on multiplie en temps réel la sortie du régulateur de vitesse par ce facteur de correction. Les améliorations apportées par cette méthode sont évaluées par la mesure de l'ondulation résiduelle de vitesse en régime établi.

A la section 5.5, on présentera la comparaison entre une commande classique et la nouvelle commande avec et sans facteur de correction. La comparaison portera sur l'ondulation résiduelle de vitesse, la réponse à un saut de la consigne de couple ainsi que sur le bruit acoustique en régime établi.

5.2 SENSIBILITE PAR RAPPORT AUX ONDULATIONS DE COUPLE

5.2.1 Modèle pour les oscillations de couple

La mesure des oscillations de couple se fait par l'intermédiaire du réglage de vitesse dimensionné au chapitre 4. Le modèle pseudo-continu du réglage de vitesse est représenté par le schéma bloc de la figure 5.1. On rappelle ici les différentes fonctions de transfert du modèle.

$$G_R(s) = \frac{1 + sT_n}{sT_i}, \quad G_{pE}(s) = \frac{1}{1 + sT_{pE}}, \quad G_S(s) = \frac{1}{sT_1} \quad (5.1)$$

Avec comme valeurs numériques : $T_{pE} = 1.04 \text{ ms}$ $T_n = 4.16 \text{ ms}$
 $T_i = 4.11 \text{ ms}$ $T_i = 2.11 \text{ ms}$

On définit également la fonction de transfert en boucle ouverte $G_0(s)$:

$$G_0(s) = G_R(s) \cdot G_{pE}(s) \cdot G_S(s) \quad (5.2)$$

Bien que l'ondulation du couple soit liée à un phénomène interne au moteur réluctant, on peut la modéliser par une grandeur de perturbation m_v venant s'ajouter au couple électromagnétique idéal m_{e0} . L'ondulation du couple dépend de la position dentaire θ , elle est donc composée d'une fréquence fondamentale correspondant à la vitesse de rotation du moteur ω et de certaines harmoniques. A l'aide du schéma bloc de la figure 5.1, on peut étudier l'influence de l'ondulation de couple sur les différentes grandeurs du système et le moyen d'évaluer cette ondulation.

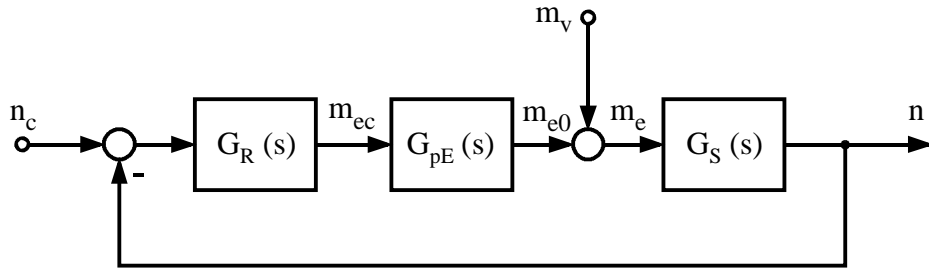


Fig. 5.1 Schéma bloc du réglage de vitesse avec perturbations.

5.2.2 Effet sur le couple en boucle fermée

En boucle fermée, c'est-à-dire en réglage de vitesse, la sortie du régulateur fournit un signal m_{ec} permettant de compenser dans une certaine mesure les ondulations de couple générées par la grandeur de perturbation m_v . La fonction de transfert du système globale en boucle fermée permet d'exprimer le couple électromagnétique m_e en fonction de l'ondulation de couple m_v .

$$\frac{m_e}{m_v} = \frac{1}{1 + G_0(s)} \quad (5.3)$$

Le diagramme de Bode de la fonction de transfert (5.3) est présenté à la figure 5.2. La grande atténuation à basse fréquence indique que les ondulations de couple sont bien compensées par le réglage de vitesse. Dans ces conditions, la sortie du régulateur m_{ec} est une image du couple de perturbation.

La fréquence de coupure à -3 dB se trouve à 235 rad/s . Au-delà de cette fréquence, le régulateur devient trop lent et laisse pratiquement passer toute l'ondulation de couple. La sortie du régulateur m_{ec} ne représente plus l'image du couple de perturbation m_v et l'estimation de l'ondulation de couple est alors plus difficile à obtenir.

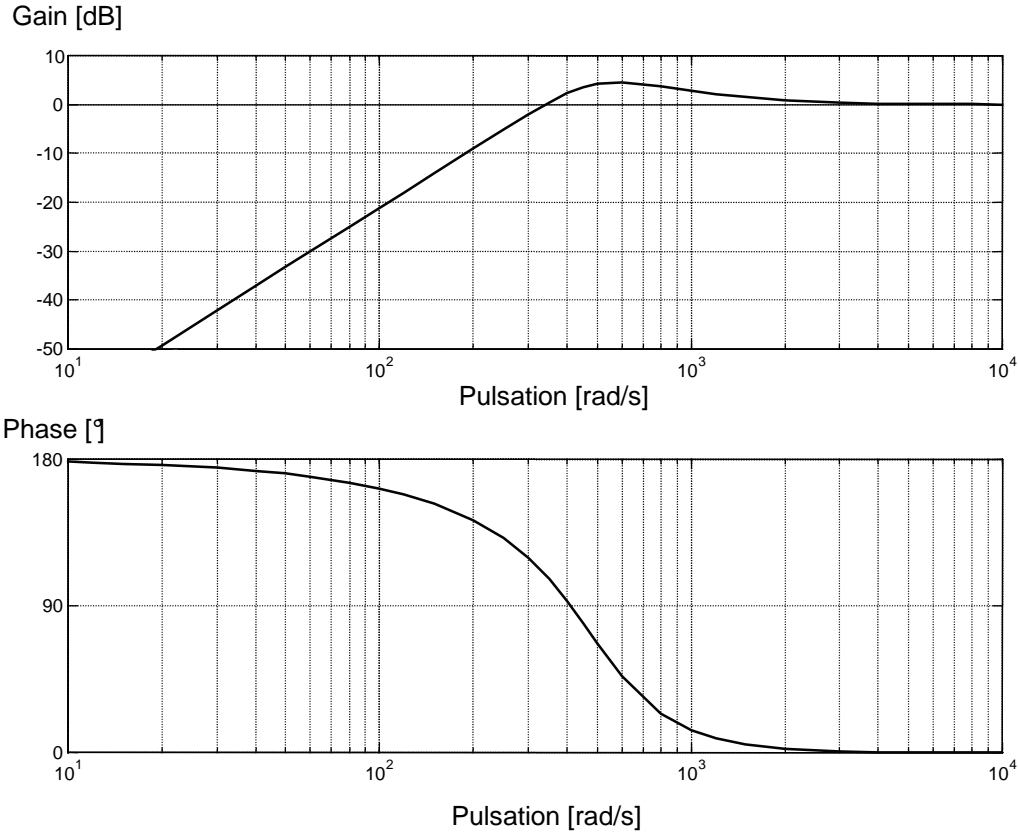


Fig. 5.2 Diagramme de Bode de la fonction de transfert m_e / m_v .

5.2.3 Effet sur l'ondulation de vitesse

On a vu, au paragraphe 5.2.2, que les ondulations de couple à basse fréquence sont compensées par le réglage de vitesse. A haute fréquence, elles sont absorbées par l'inertie du moteur et ne produisent qu'une faible ondulation de la vitesse. La fonction de transfert entre l'ondulation de couple et la vitesse de rotation du moteur est donnée par

$$\frac{n}{m_v} = \frac{G_s(s)}{1 + G_0(s)} \quad (5.4)$$

Le graphique de la figure 5.3 montre l'amplitude de l'ondulation de vitesse en fonction de la vitesse angulaire du moteur pour une ondulation de couple dont l'amplitude vaut 1 Nm et la fréquence est un multiple de la vitesse du moteur (fondamentale et harmonique 2, 3 et 6). Par exemple, en considérant la courbe de l'harmonique 6, on constate que l'amplitude de l'ondulation de vitesse atteint son maximum pour une vitesse angulaire de $\omega = 76$ rad/s. A partir de cette vitesse, on peut affirmer que la sortie du régulateur ne représente plus du tout l'harmonique 6 de l'ondulation de couple. En effet, selon la fonction de transfert en boucle fermée (§5.2.2), la fréquence de coupure à 235 rad/s correspond, pour l'harmonique 6, à une vitesse angulaire de $\omega = 39.2$ rad/s.

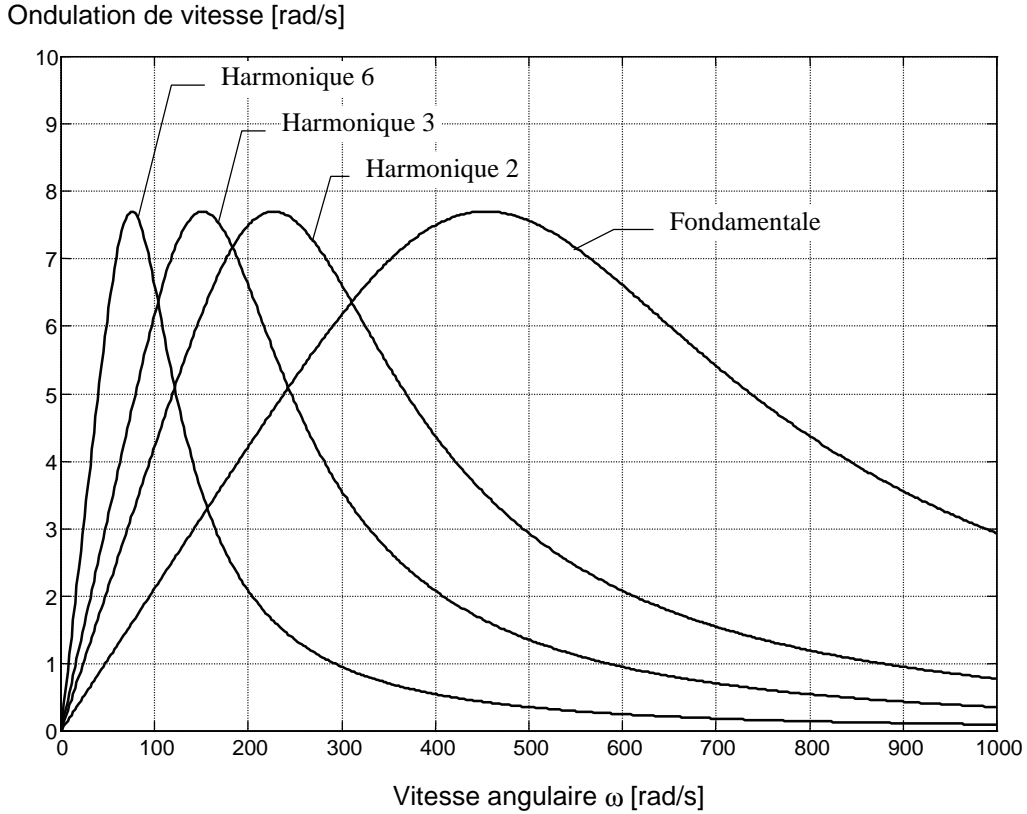


Fig. 5.3 Ondulation de vitesse en boucle fermée pour une ondulation de couple de 1 Nm.

5.2.4 Domaine de mesure

En régime établi, on peut supposer que l'ondulation à la sortie du régulateur m_{ec} est un reflet de l'ondulation du couple électromagnétique m_v . Ceci est vrai jusqu'à une certaine fréquence. On a déjà montré, au paragraphe 5.2.2, qu'à partir de 235 rad/s le régulateur de vitesse devient trop lent pour suivre les ondulations de couple. La fonction de transfert entre le signal à la sortie du régulateur de vitesse m_{ec} et les oscillations de couple m_v est donnée par

$$\frac{m_{ec}}{m_v} = - \frac{G_S(s) \cdot G_R(s)}{1 + G_0(s)} \quad (5.5)$$

En introduisant les relations (5.1) dans (5.5) et en tenant compte du fait que le régulateur de vitesse est dimensionné selon le critère sur la réponse harmonique symétrique (4.54) et (4.55), on obtient une fonction de transfert qui ne dépend pas de la constante de temps dominante T_1 . De ce fait, elle est valable aussi bien pour le moteur avec la série de freins que pour le moteur seul.

$$\frac{m_{ec}}{m_v} = - \frac{s^2 \cdot 4T_{pE}^2 + s \cdot 5T_{pE} + 1}{s^3 \cdot 8T_{pE}^3 + s^2 \cdot 8T_{pE}^2 + s \cdot 4T_{pE} + 1} \quad (5.6)$$

La fonction de transfert (5.6) est représentée par le diagramme de Bode de la figure 5.4. Pour une fréquence inférieure à 200 rad/s, on constate que la sortie du régulateur de vitesse m_{ec} peut être utilisée pour une mesure de l'ondulation du couple électromagnétique m_v . Le déphasage de 180° montre qu'il y a une inversion de signe, mise en évidence par le signe négatif devant la fonction de transfert (5.6).

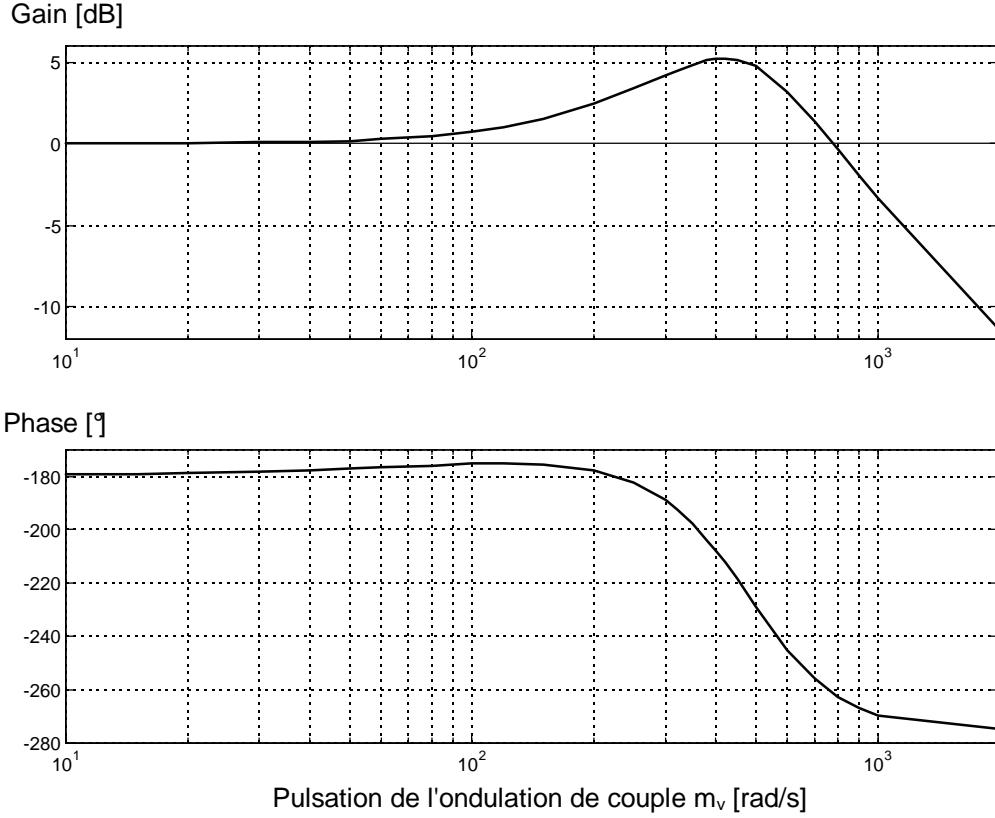


Fig. 5.4 Diagramme de Bode de la fonction de transfert m_{ec} / m_v .

5.2.5 Oscillations mécaniques

On ne peut pas mesurer directement la fonction de transfert (5.6) car on ne connaît pas l'ondulation réelle du couple m_v . Il est néanmoins possible de mesurer une fonction de transfert qui s'en approche. En effet, il suffit de supprimer le couple de charge pour annuler la perturbation m_v et d'ajouter un signal sinusoïdal connu m_{ond} à la sortie du régulateur de vitesse, comme le suggère le schéma bloc de la figure 5.5. La fonction de transfert entre ce signal et la consigne de couple s'écrit :

$$\frac{m_{ec}}{m_{ond}} = -\frac{G_0(s)}{1 + G_0(s)} = \frac{m_{ec}}{m_v} \cdot \frac{1}{1 + sT_{pE}} \quad (5.7)$$

Cette fonction de transfert est mesurable car l'ondulation sinusoïdale de couple m_{ond} est directement générée dans l'algorithme du régulateur de vitesse et le couple m_{ec} correspond à sa sortie. Elle est équivalente à la fonction de transfert (5.6) multipliée par $G_{pE}(s)$.

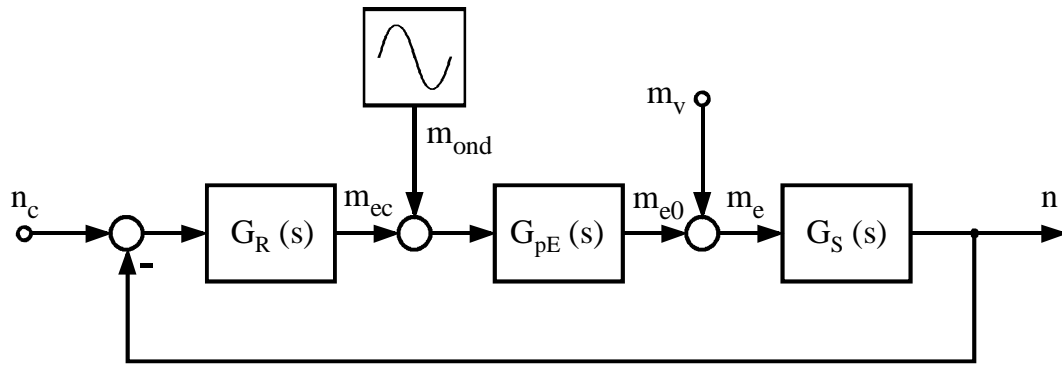


Fig. 5.5 Schéma bloc du réglage de vitesse avec génération d'un couple oscillant.

Le graphe de la figure 5.6 représente le diagramme de Bode en amplitude pour les fonctions de transfert (5.6) et (5.7). On remarque effectivement que ces fonctions sont assez proches l'une de l'autre. Sur le même graphique, on a représenté la mesure de la fonction de transfert (5.7). La mesure a été effectuée sur le moteur seul, sans couplage avec la série de freins. Les paramètres du régulateur ont été adaptés de façon à rendre la fonction de transfert indépendante de la constante de temps mécanique T_1 comme le montre la relation (5.6). L'amplitude de l'ondulation de couple m_{ond} est de 2 Nm et la vitesse angulaire du moteur vaut $\omega = 20$ rad/s. Dans ce cas, la mesure correspond assez bien avec le calcul théorique.

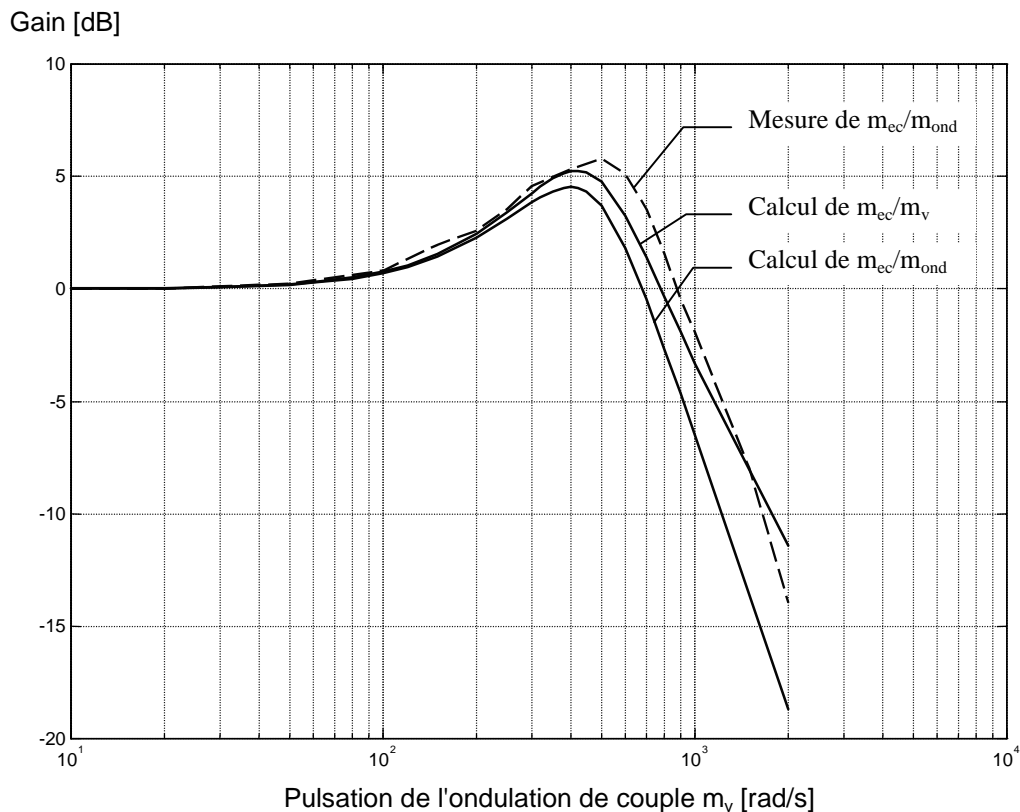


Fig. 5.6 Mesure de l'ondulation de couple à vide.

Les graphes de la figure 5.7 représentent le diagramme de Bode mesuré en amplitude et phase dans les mêmes conditions qu'à la figure 5.6 mais avec le couplage mécanique de la série de freins. L'élasticité mécanique de l'arbre entre le moteur et la série de freins produit une résonance à 260 rad/s, malgré toutes les précautions prises lors du montage mécanique. Ce problème limite la mesure correcte de l'ondulation de couple à environ 200 rad/s. Les deux courbes mesurées indiquent l'amplitude minimale et maximale pour un tour mécanique du rotor.

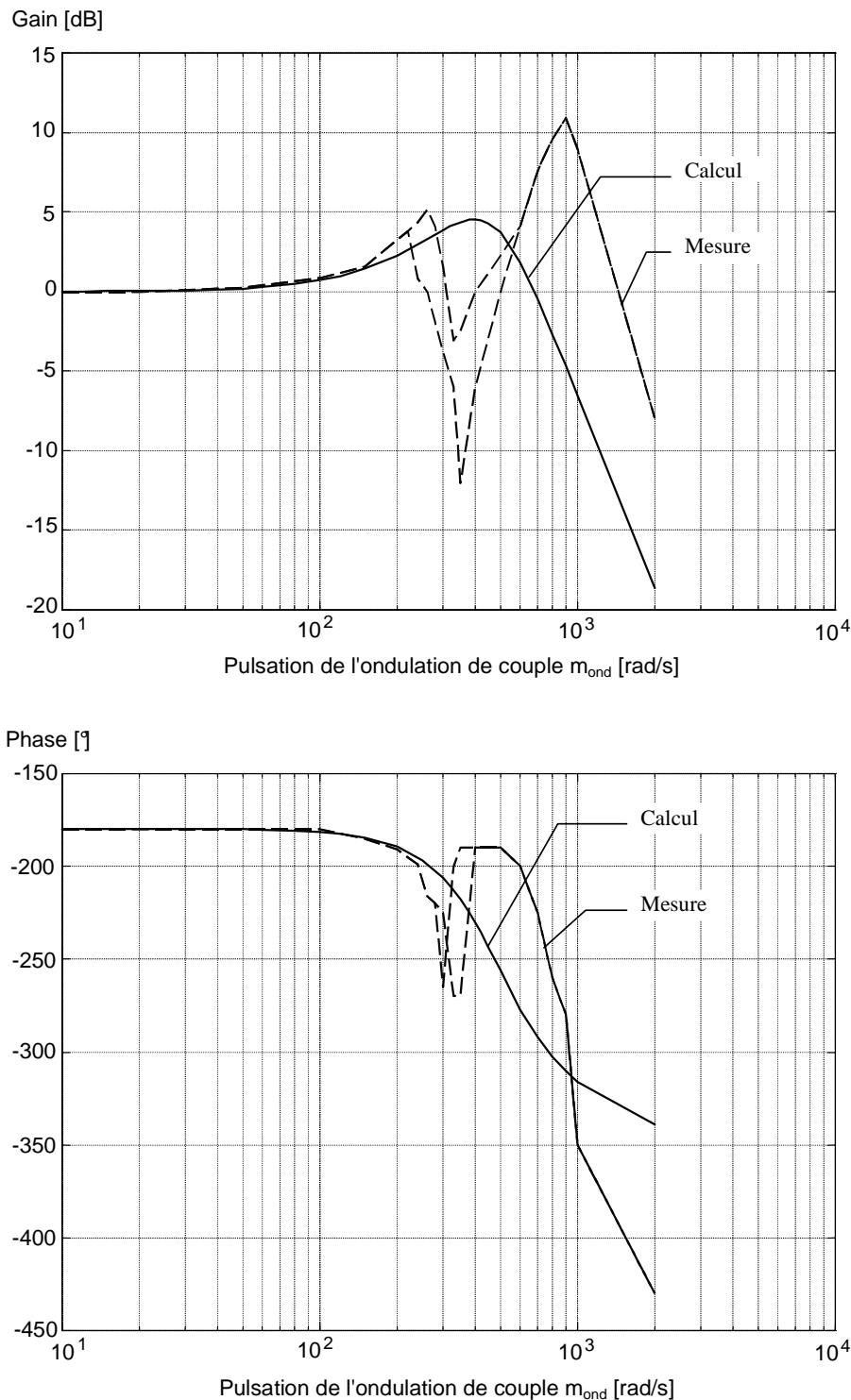


Fig. 5.7 Mesure de l'ondulation de couple avec la série de freins.

5.3 MESURE DE L'ONDULATION DE COUPLE

5.3.1 Principe de mesure du facteur de correction

On a montré, à la section précédente, que la mesure de l'ondulation du couple électromagnétique pouvait se faire à la sortie du régulateur de vitesse m_{ec} . La vitesse angulaire maximale permettant de mesurer correctement les ondulations de couple d'harmonique 6 se situe vers $235 \text{ rad/s} / 6 = 39 \text{ rad/s}$ (§5.2.4). Cette mesure consiste à faire tourner le moteur à vitesse constante à l'aide du régulateur de vitesse en imposant un couple de charge m_f constant. Afin de faciliter la comparaison des mesures pour différents couples de charge, la sortie du régulateur sera toujours normalisée par rapport à sa valeur moyenne. Le résultat sera mémorisé en fonction de l'angle dentaire θ dans une table qu'on appellera facteur de correction $k(\theta)$. Le schéma bloc de cette mesure est représenté à la figure 5.8.

Pour obtenir le facteur de correction $k(\theta)$, on partage la mesure de l'angle θ sur un intervalle de deux dents ($\theta = 0 \dots 4\pi$) en 512 parties définissant chacune une case mémoire. Ensuite, on fait tourner le moteur pendant quelques secondes pour effectuer suffisamment de mesures. A chaque période d'échantillonnage, on mesure d'abord l'angle dentaire θ et on détermine quelle est la case mémoire correspondante. Ensuite, on additionne le contenu de cette case mémoire avec la valeur de la consigne de couple m_{ec} à la sortie du régulateur de vitesse. Evidemment, on doit également mémoriser le nombre de valeurs additionnées dans chaque case. Par exemple, pour une procédure de mémorisation durant 2 secondes avec une période d'échantillonnage $T_E = 200 \mu\text{s}$, on aura mémorisé en moyenne 20 valeurs de consigne de couple par case mémoire. Lorsque la procédure de mémorisation est terminée, on divise le contenu de chaque case mémoire par le nombre de valeurs correspondant afin d'en déterminer la moyenne arithmétique. Finalement, on divise la valeur moyenne de couple contenu dans chaque case mémoire par la moyenne arithmétique des couples de toutes les cases mémoire. Ainsi on obtient le facteur de correction $k(\theta)$ normalisé autour de 1.

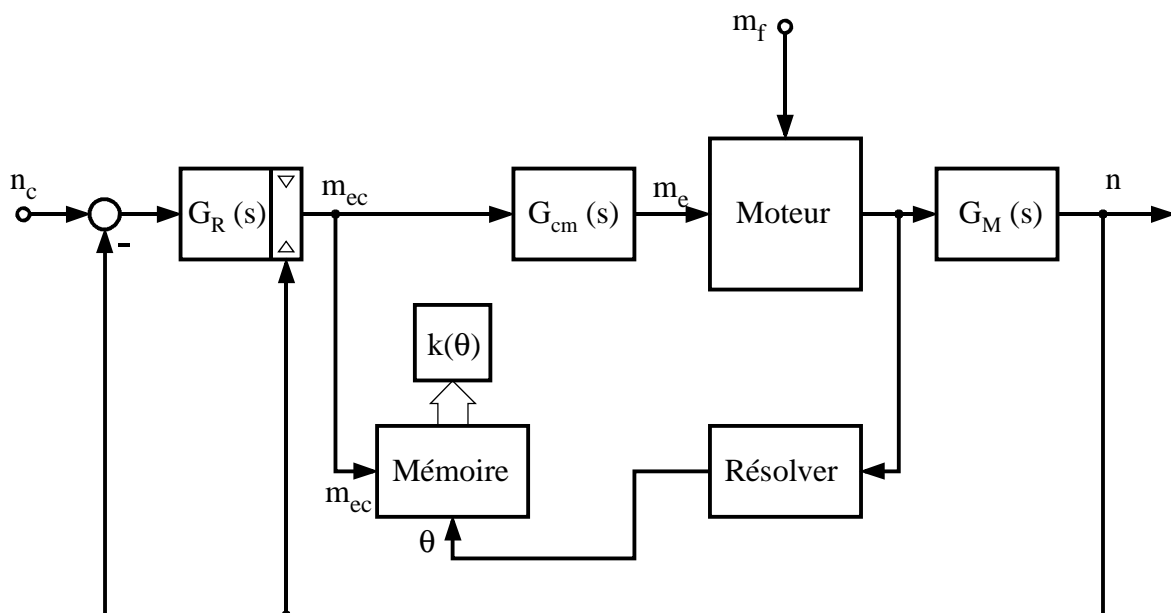


Fig. 5.8 Schéma bloc pour la mesure du facteur de correction $k(\theta)$.

5.3.2 Mesure de base

Dans ce paragraphe, on définit une mesure de base dont les paramètres serviront de référence. Cette mesure est obtenue pour une vitesse de $\omega = 20$ rad/s avec un couple de charge de 20 Nm et avec les paramètres du régulateur de vitesse calculés selon (4.57) et (4.58). La tension du circuit intermédiaire est de $U_e = 300$ V. La figure 5.9 représente la mesure de base du facteur de correction pour deux dents consécutives. On remarque une prédominance de l'harmonique 3 et une bonne symétrie entre les deux dents. Le signe négatif de la fonction de transfert (5.5) indique que l'ondulation du couple électromagnétique et le facteur de correction $k(\theta)$ sont de signe opposé. L'ondulation de couple suggérée à la figure 5.9 rappelle celle de la figure 2.6, déterminée à partir de la mesure statique des inductances de phase.

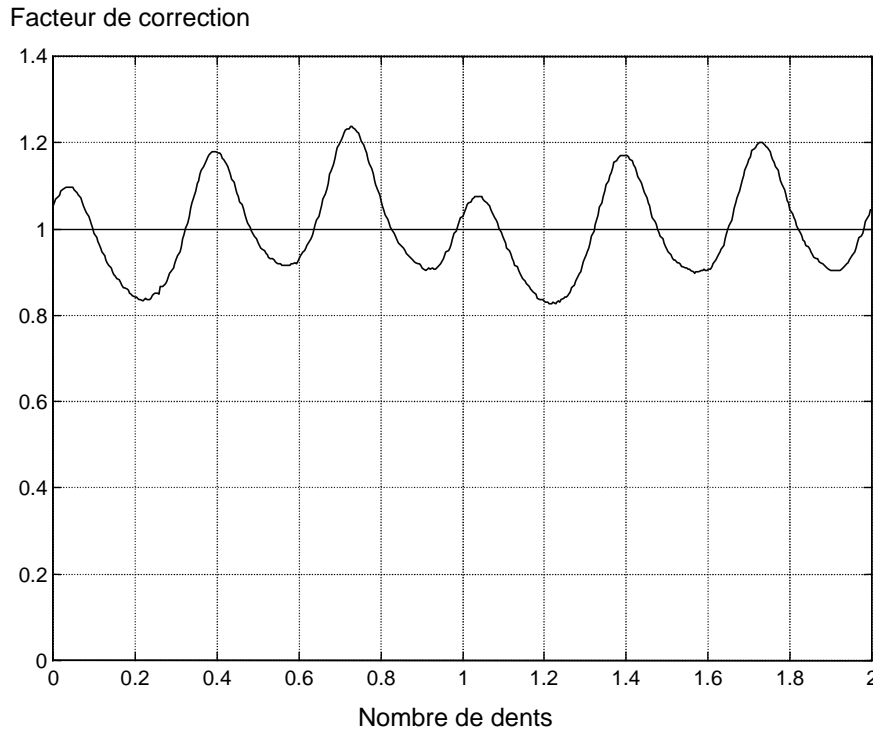


Fig. 5.9 Mesure du facteur de correction pour $\omega = 20$ rad/s et $M_f = 20$ Nm.

La figure 5.10 représente le spectre en amplitude du facteur de correction. L'analyse spectrale est établie à partir de la mesure de la figure 5.9 sur deux dents consécutives à l'aide de l'algorithme pour la transformée de Fourier rapide (FFT). La fréquence de l'onde fondamentale correspond bien à la fréquence dentaire ω . La composante continue vaut 1 et la composante dominante est l'harmonique 3. Les petites composantes apparaissant entre les harmoniques entières représentent donc la dissymétrie entre les deux dents consécutives. En considérant les harmoniques 1, 2, 3 et 6, le facteur de correction peut s'exprimer par la relation suivante :

$$\begin{aligned}
 k(\theta) \cong & 1 + 0.0573 \cdot \cos(\theta + 2.0879) + \\
 & + 0.0298 \cdot \cos(2\theta + 1.6783) + \\
 & + 0.1340 \cdot \cos(3\theta - 1.1188) + \\
 & + 0.0216 \cdot \cos(6\theta - 1.8769)
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

La figure 5.11 montre la comparaison entre la mesure du facteur de correction et son approximation donnée par l'expression (5.8). On constate que l'onde fondamentale et les harmoniques 2,3, et 6 décrivent le facteur de correction avec suffisamment de précision.

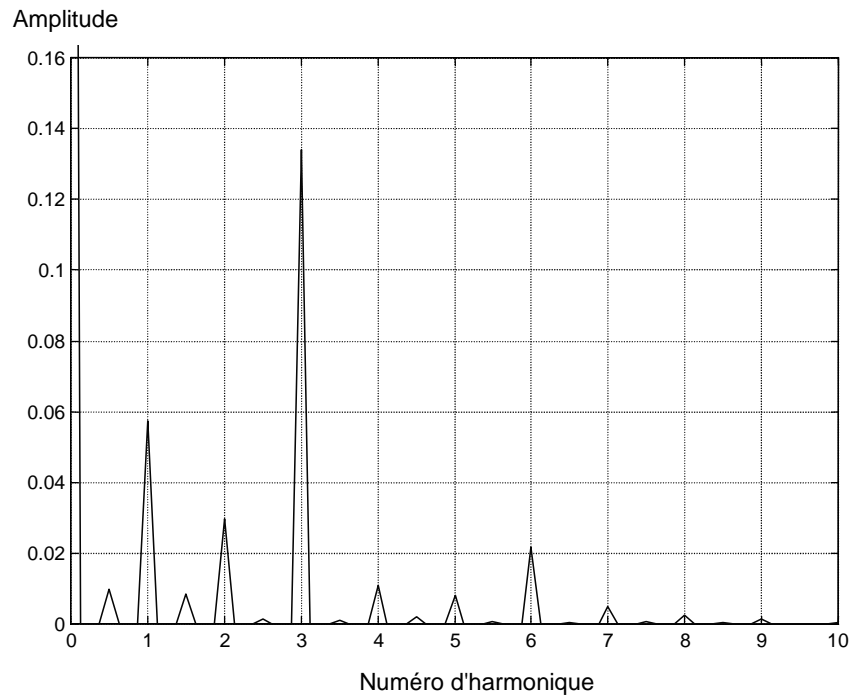


Fig. 5.10 Analyse spectrale en amplitude du facteur de correction.

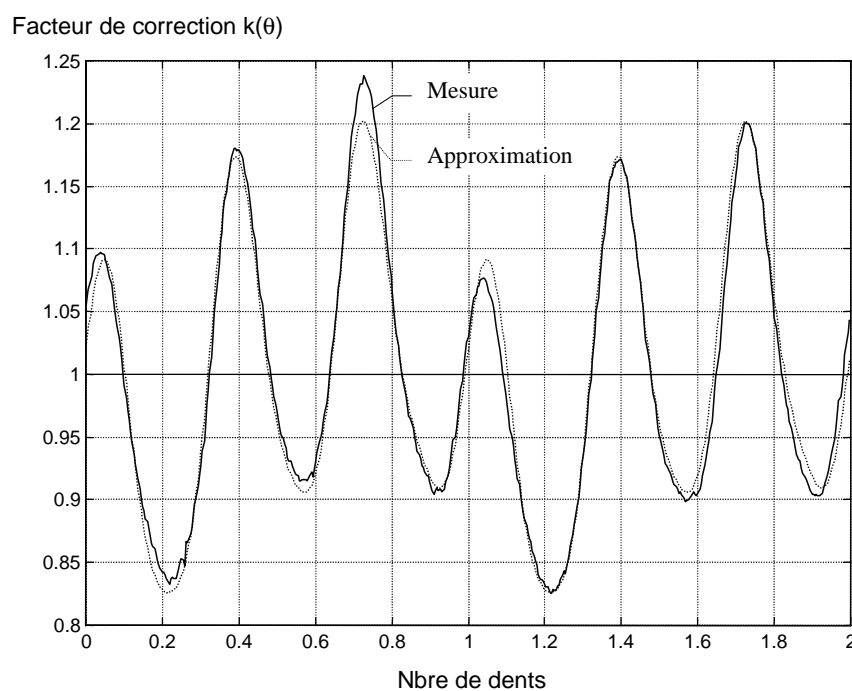


Fig. 5.11 Comparaison entre la mesure et l'approximation (5.8).

5.3.3 Influence de la position rotorique sur le facteur de correction

Dans le but d'étudier la variation du facteur de correction en fonction de la position absolue du rotor, on a divisé la circonférence rotorique en quatre secteurs d'un quart de tour mécanique. Ces quatre secteurs sont repérés de façon absolue. La mesure du facteur de correction peut se faire pendant le passage entier d'un des secteurs en prenant la moyenne de toutes les dents de ce secteur.

Deux mesures prises sur le même secteur avec le même point de fonctionnement donnent toujours exactement le même résultat. Le phénomène est donc répétitif. En revanche, deux mesures prises sur des secteurs différents ne donnent pas tout à fait le même résultat. Il y a donc une légère variation de l'ondulation de couple en fonction de la position absolue du rotor. La figure 5.12 représente la mesure du facteur de correction sur les quatre secteurs pour un couple de freinage $M_f = 20 \text{ Nm}$ et une vitesse $\omega = 20 \text{ rad/s}$. Le tableau 5.1 montre le contenu fréquentiel du facteur de correction pour les quatre secteurs.

Par la suite, pour favoriser une meilleure comparaison des résultats, toutes les mesures seront prises sur le secteur 1.

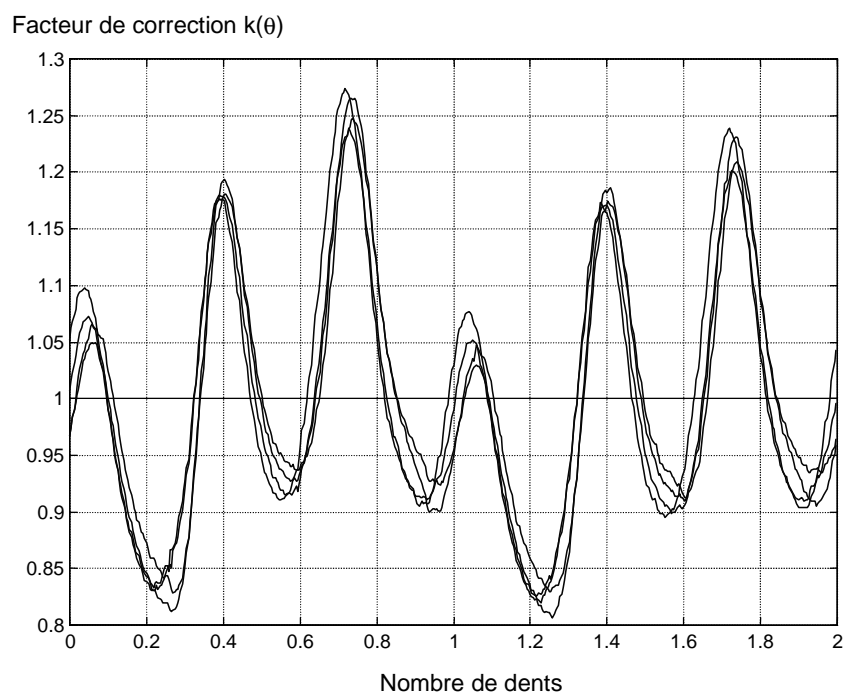


Fig. 5.12 Mesure du facteur de correction sur différents secteurs rotoriques ($M_f = 20 \text{ Nm}$, $\omega = 20 \text{ rad/s}$).

Secteur	Fondamentale		Harmonique 2		Harmonique 3		Harmonique 6	
	Ampl.	Phase	Ampl.	Phase	Ampl.	Phase	Ampl.	Phase
1	0.0573	2.0879	0.0298	1.6783	0.1340	-1.1188	0.0216	-1.8769
2	0.0696	2.0769	0.0264	1.7602	0.1255	-1.4970	0.0284	-2.3640
3	0.0839	2.0003	0.0362	1.7284	0.1291	-1.3973	0.0285	-2.3234
4	0.0754	2.1005	0.0254	2.4188	0.1367	-1.0259	0.0233	-1.8945

Tableau 5.1 Analyse spectrale du facteur de correction pour différents secteurs rotoriques.

5.3.4 Enregistrement sur un tour mécanique complet

Afin de mieux se rendre compte des variations dans le contenu fréquentiel du facteur de correction en fonction de la position mécanique du rotor, un enregistrement du facteur de correction sur un tour mécanique complet a été réalisé. Cet enregistrement consiste en 128 emplacements de mémoire par dent pour les 158 dents rotoriques.

Les mesures ont été effectuées sur quatre tours mécaniques successifs avec une vitesse angulaire de $\omega = 20 \text{ rad/s}$ et un couple de charge de $M_f = 20 \text{ Nm}$, à raison d'une mesure par période d'échantillonnage $T_E = 200 \text{ } \mu\text{s}$. Ainsi, on obtient 6283 mesures par dents, soit environ 49 mesures par emplacement de mémoire. Il suffit ensuite de prendre la moyenne de ces mesures pour obtenir le facteur de correction pour un tour mécanique complet.

Une analyse fréquentielle pour chacune des 79 paires de dents permet de voir l'évolution de l'amplitude des différentes harmoniques sur un tour mécanique.

La figure 5.13 montre la variation de la composante continue du facteur de correction pour les 79 paires de dents rotoriques. Le partage des quatre secteurs définis au paragraphe précédent coïncide avec le début de l'enregistrement. On constate une variation de l'ordre de $\pm 2 \%$.

Les figures 5.14 et 5.15 montrent respectivement les amplitudes en cosinus et sinus de la fondamentale et des harmoniques 2, 3 et 6, pour les 79 paires de dents rotoriques.

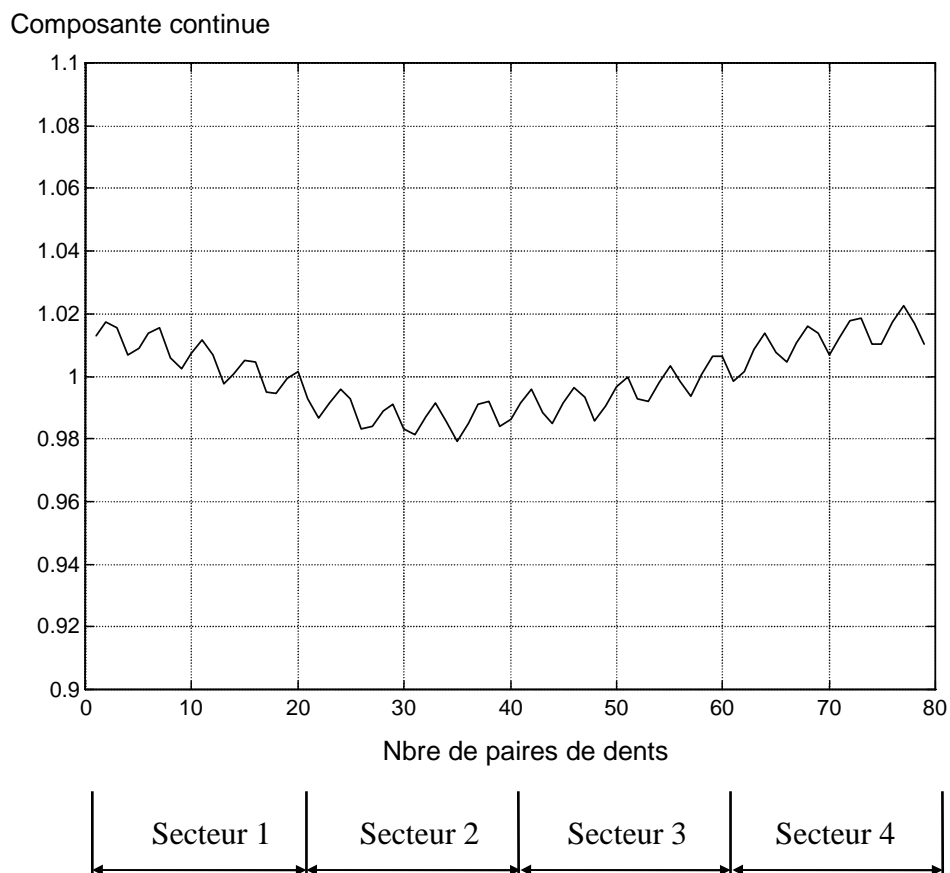


Fig. 5.13 Allure de la composante continue sur un tour mécanique.

Amplitude en cos

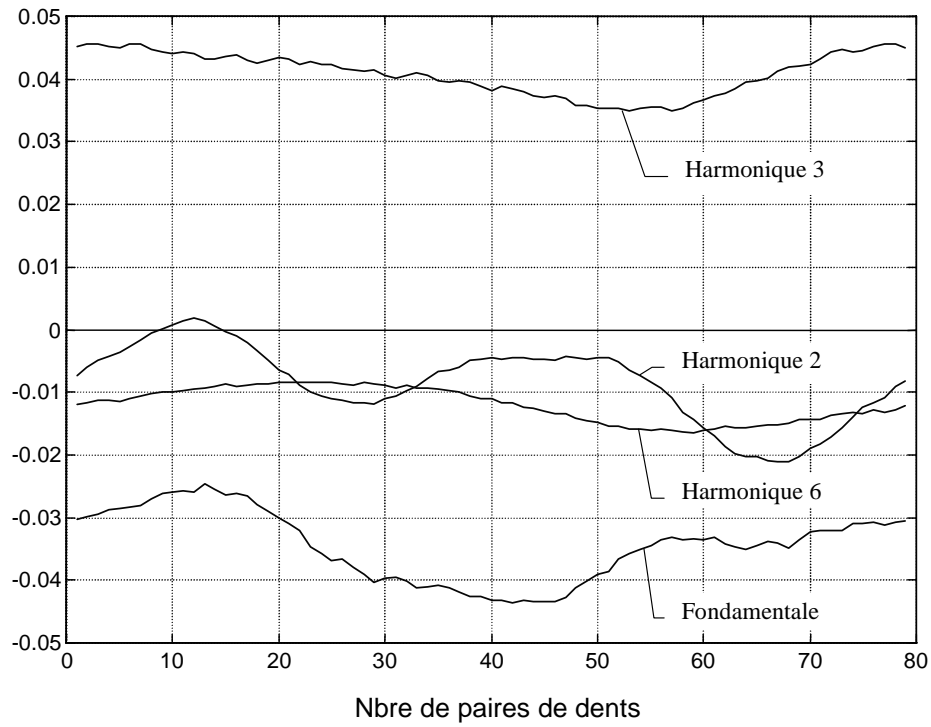


Fig. 5.14 Amplitudes des harmoniques en cosinus pour un tour mécanique.

Amplitude en sin

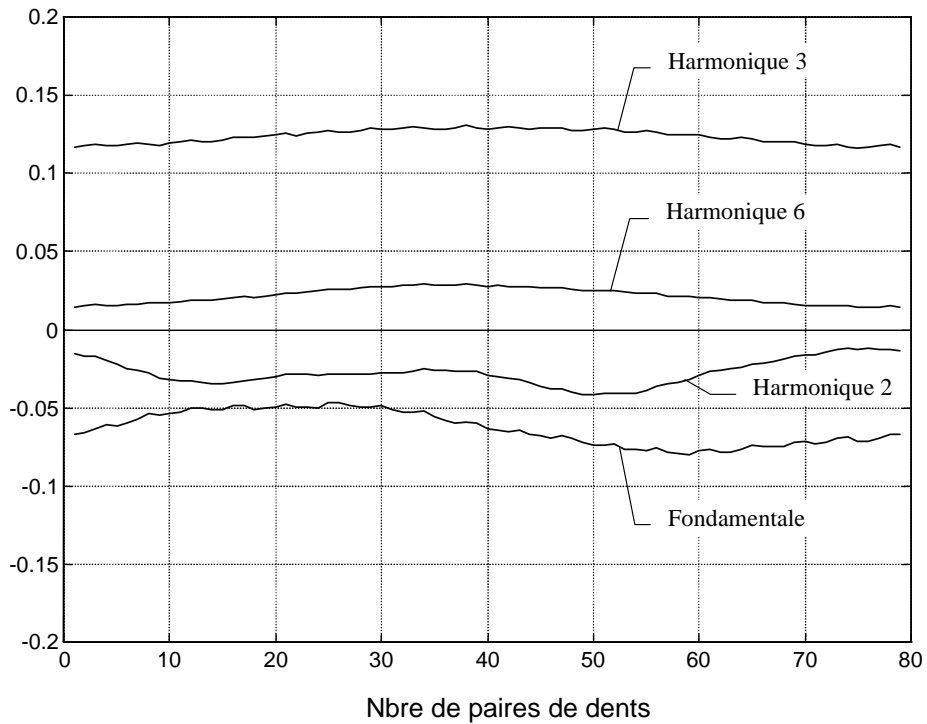


Fig. 5.15 Amplitudes des harmoniques en sinus pour un tour mécanique.

5.3.5 Influence du couple de charge et de la vitesse

La figure 5.16 représente la mesure du facteur de correction pour différents couples de charge avec $\omega = 20$ rad/s. On remarque une bonne similitude entre les mesures à $M_f = 10$ Nm et $M_f = 20$ Nm. En revanche, la mesure avec un couple de charge $M_f = 50$ Nm présente un facteur de correction avec une plus grande amplitude (surtout au niveau de la troisième alternance positive). Il s'agit d'un phénomène lié à la saturation magnétique, comme on l'a démontré à la section 2.6.

Le tableau 5.2 illustre les variations du contenu fréquentiel en fonction du couple de charge. On remarque en effet qu'il y a très peu de différence entre les mesures à $M_f = 10$ Nm et $M_f = 20$ Nm. Par contre, l'amplitude de l'harmonique 3 est plus élevée lorsque le couple de charge atteint $M_f = 50$ Nm.

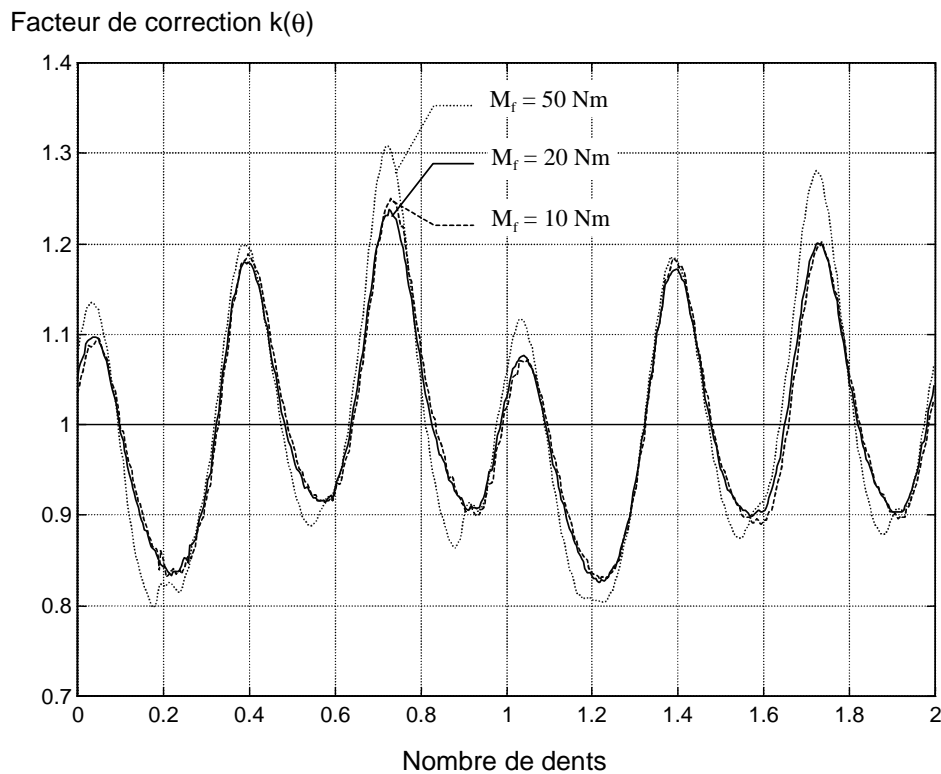


Fig. 5.16 Influence du couple de charge sur le facteur de correction.

M_f [Nm]	Fondamentale		Harmonique 2		Harmonique 3		Harmonique 6	
	Ampl.	Phase	Ampl.	Phase	Ampl.	Phase	Ampl.	Phase
10	0.0561	2.1076	0.0323	1.6977	0.1359	-1.2079	0.0221	-1.9872
20	0.0573	2.0879	0.0298	1.6783	0.1340	-1.1188	0.0216	-1.8769
50	0.0724	2.0597	0.0262	1.9103	0.1668	-0.9605	0.0288	-2.0277

Tableau 5.2 Analyse spectrale du facteur de correction pour différents couples de charge.

La figure 5.17 représente la mesure du facteur de correction pour différentes vitesses de rotation avec un couple de charge $M_f = 20 \text{ Nm}$. On remarque également une assez bonne similitude entre les mesures à faibles vitesses ($\omega = 10 \text{ rad/s}$ et $\omega = 20 \text{ rad/s}$). Avec une vitesse angulaire de $\omega = 100 \text{ rad/s}$, la mesure de la consigne de couple m_{ec} ne représente plus du tout les ondulations du couple électromagnétique, comme le prédit l'analyse de la fonction de transfert (5.5).

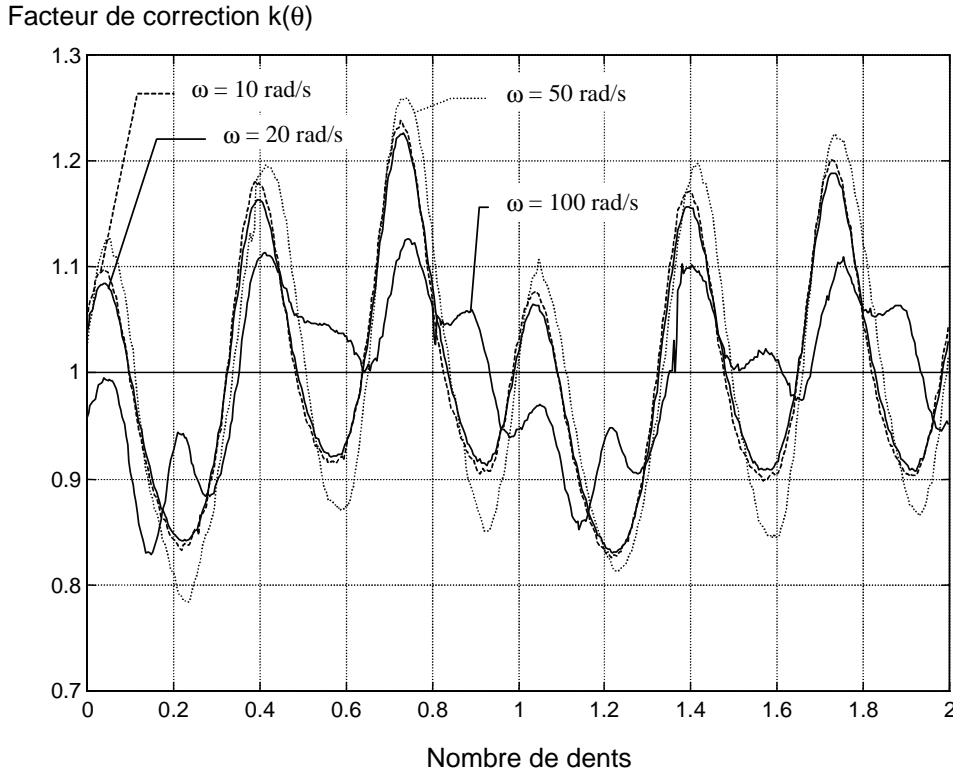


Fig. 5.17 Influence de la vitesse sur le facteur de correction.

5.3.6 Influence du sens de rotation

Le moteur tourne avec une vitesse positive lorsque le couple électromagnétique est positif, donc lorsque le phaseur spatial du courant a une avance de $\varphi = \pi/4$ sur l'angle rotorique θ . Pour obtenir une vitesse négative, on applique un couple électromagnétique négatif en appliquant au phaseur spatial du courant un retard correspondant à $\varphi = -\pi/4$. Il y a donc une différence de 90° électrique, ce qui représente 180° en terme d'angle dentaire θ . Comme le montre la figure 5.18, le facteur de correction dans le sens négatif est décalé d'une demi-dent. Puisque l'on mémorise 512 points pour deux dents, il s'agira de faire une translation d'index lors de la mesure en sens négatif de 128 cases. En fait, pour des raisons de retard de mesure, la translation idéale est de 142 cases, soit l'instruction suivante :

IF $n < 0$ THEN index := (index + 370) MOD 512 ;

La figure 5.19 représente la mesure du facteur de correction dans les deux sens de rotation en utilisant la translation d'index ci-dessus.

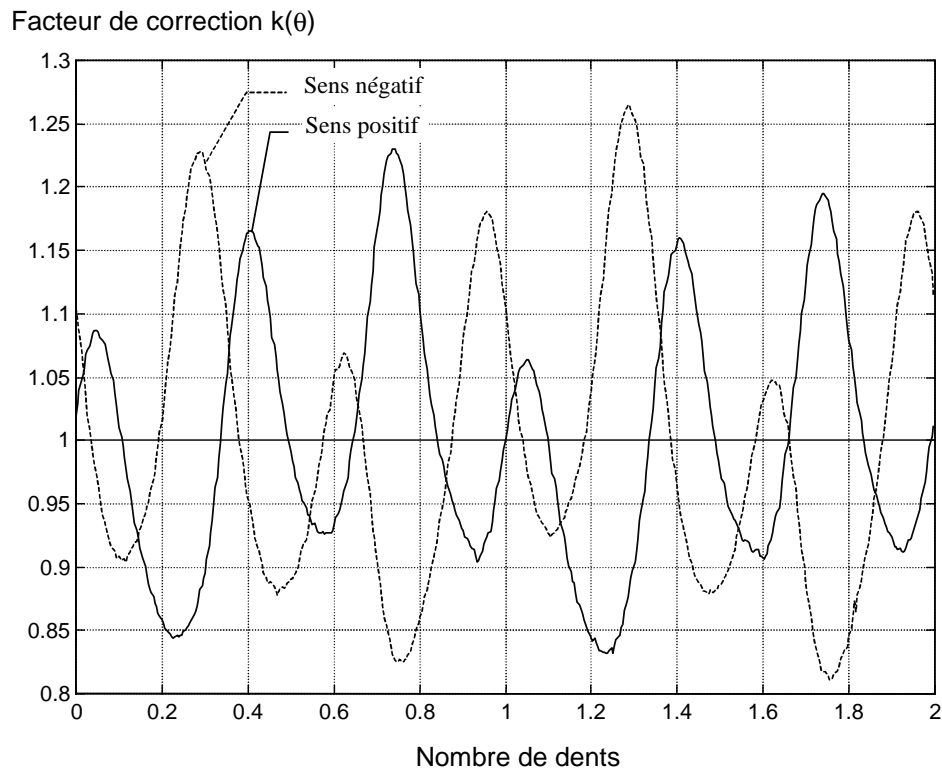


Fig. 5.18 Influence du sens de rotation sur le facteur de correction.

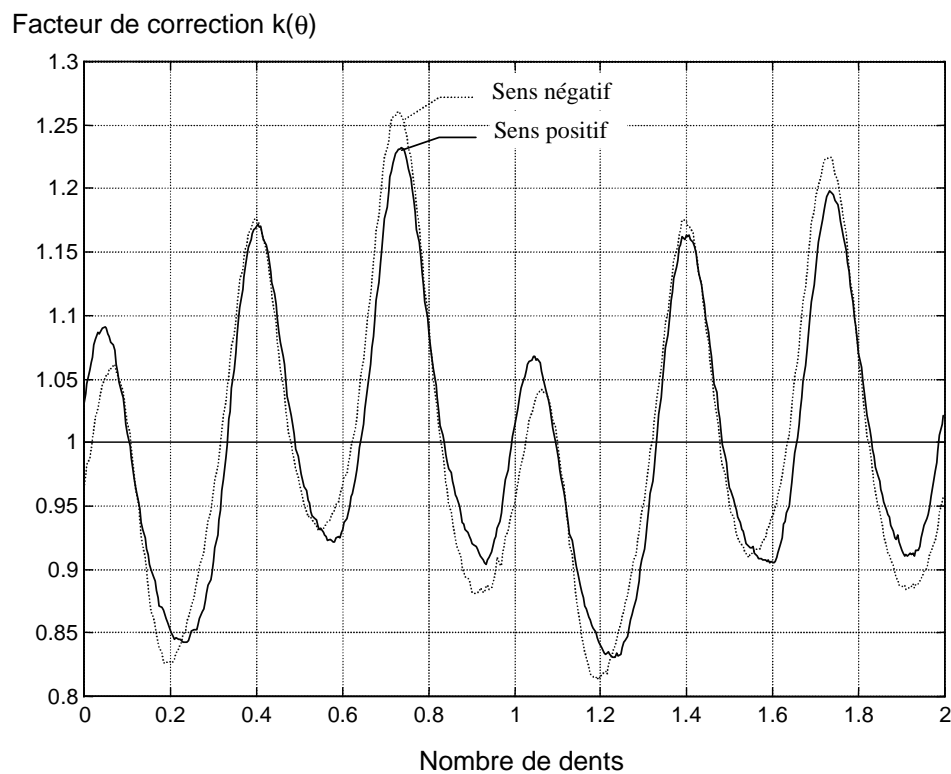


Fig. 5.19 Facteur de correction dans le sens négatif avec translation d'index.

5.4 UTILISATION DU FACTEUR DE CORRECTION

5.4.1 Utilisation du facteur de correction en réglage de vitesse

Les mesures de couple de la section précédente ont montré que, à basse vitesse, le facteur de correction $k(\theta)$ varie peu d'une dent à l'autre. De plus, le fait qu'il soit normalisé le rend assez peu sensible au couple de freinage m_f , du moins dans le domaine sans saturation magnétique. On peut donc raisonnablement utiliser le facteur de correction mémorisé dans une table conformément à la procédure décrite au paragraphe 5.3.1, pour compenser les ondulations de couple. Le schéma bloc du réglage de vitesse avec compensation des ondulations de couple par la table de correction est présenté à la figure 5.20. Il suffit de multiplier la consigne de couple m_{ec} à la sortie du régulateur de vitesse par le facteur de correction en fonction de la position dentaire du rotor θ .

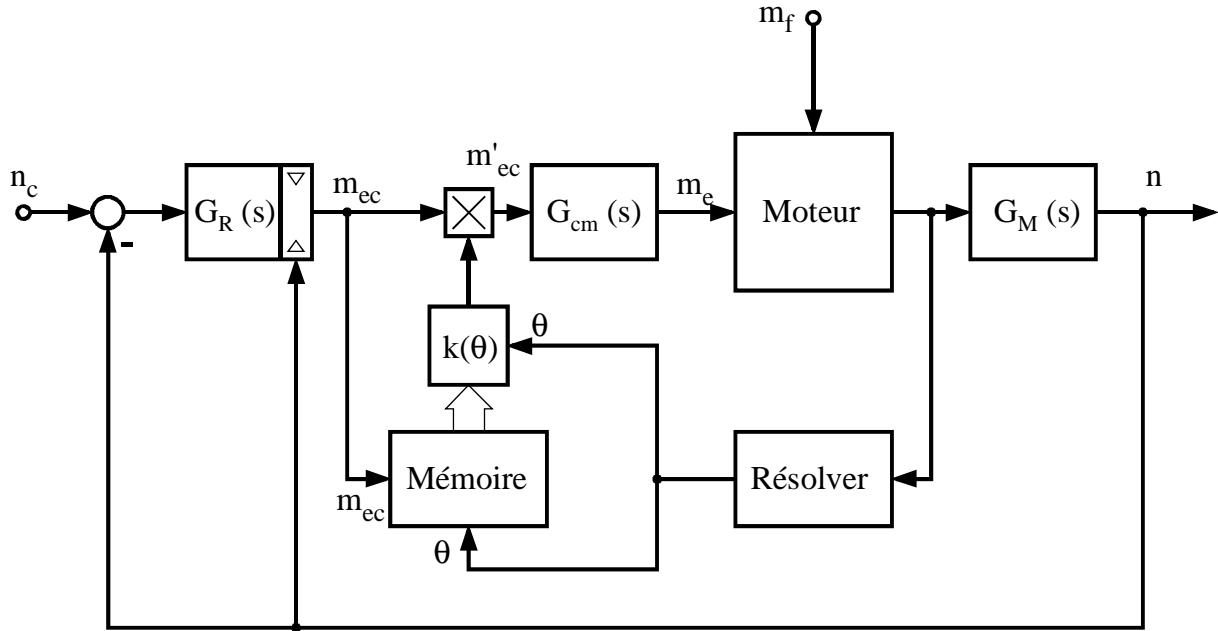


Fig. 5.20 Schéma bloc du réglage de vitesse avec facteur de correction.

L'utilisation du facteur de correction $k(\theta)$ permet en effet d'améliorer les performances du régulateur de vitesse vis-à-vis des perturbations harmoniques de couple. Dans ce paragraphe, on déterminera la fonction de transfert m_e / m_v lorsque l'on utilise le facteur de correction $k(\theta)$ comme compensation de perturbation. On pourra ensuite la comparer avec la fonction de transfert sans compensation.

Le facteur de correction $k(\theta)$, mémorisé dans la table et normalisé, peut s'écrire sous la forme :

$$k(\theta) = \frac{m_{ec}}{m_f} \quad (5.9)$$

En régime établi, lors de la phase de mémorisation, la sortie du régulateur de vitesse m_{ec} est constituée d'une composante continue correspondant au couple de freinage m_f et d'une ondulation Δm_{ec} reflétant l'ondulation harmonique du couple électromagnétique m_v .

$$m_{ec} = m_f + \Delta m_{ec} \quad (5.10)$$

avec :

$$\Delta m_{ec} = G_{corr}(s) \cdot m_v \quad (5.11)$$

où $G_{corr}(s)$ est la fonction de transfert (5.5), définie pour un couple de freinage $m_f = 0$.

$$G_{corr}(s) = \frac{m_{ec}}{m_v} = - \frac{G_S(s) \cdot G_R(s)}{1 + G_0(s)} \quad (5.12)$$

En insérant (5.11) dans (5.10) et le résultat dans (5.9), on obtient

$$k(\theta) = 1 + G_{corr}(s) \cdot \frac{m_v}{m_f} \quad (5.13)$$

Lorsque l'on utilise le facteur de correction comme compensation de perturbation, la sortie du régulateur de vitesse est multipliée par ce facteur.

$$m'_{ec} = m_{ec} \cdot k(\theta) \quad (5.14)$$

La relation (5.10), utilisée pendant la procédure de mémorisation de la table, reste applicable pendant le fonctionnement avec la compensation de perturbation. Ainsi, la relation (5.14) devient :

$$m'_{ec} = (m_f + \Delta m_{ec}) \cdot \left(1 + G_{corr}(s) \frac{m_v}{m_f} \right) = m_{ec} + G_{corr}(s) \cdot m_v + \Delta m_{ec} G_{corr}(s) \frac{m_v}{m_f} \quad (5.15)$$

Le dernier terme de la relation (5.15) est un terme du second ordre et peut être négligé dans le but de linéariser cette relation. En effet, l'ondulation résiduelle de la consigne de couple Δm_{ec} est très faible puisque l'ondulation de couple est compensée presque entièrement par le facteur de correction. Ainsi, la relation (5.15) peut s'écrire :

$$m'_{ec} = m_{ec} + G_{corr}(s) \cdot m_v \quad (5.16)$$

Le schéma bloc du réglage de vitesse utilisant le facteur de correction est présenté à la figure 5.21.

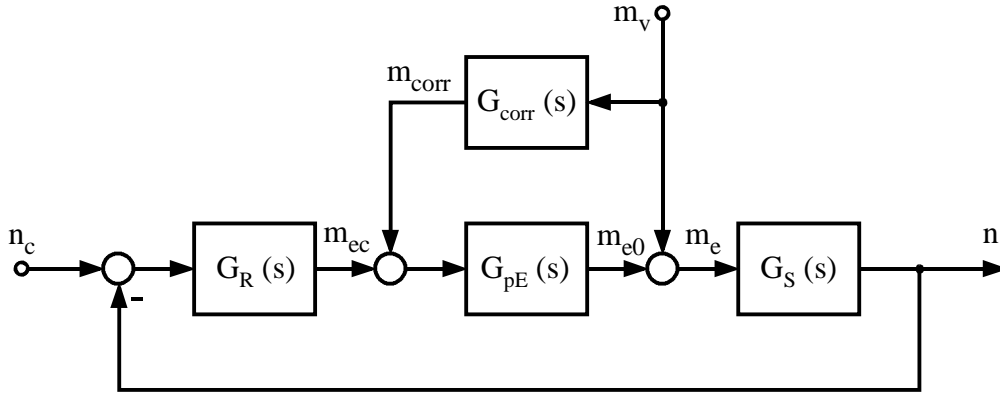


Fig. 5.21 Schéma bloc du réglage de vitesse avec table de correction.

Ainsi, la fonction de transfert du système global en boucle fermée avec l'utilisation de la table de correction devient :

$$\frac{m_e}{m_v} = \frac{1 + G_{pE}(s) \cdot G_{corr}(s)}{1 + G_0(s)} \quad (5.17)$$

et, avec (5.12) :

$$\frac{m_e}{m_v} = \frac{1}{(1 + G_0(s))^2} \quad (5.18)$$

En comparant la fonction de transfert (5.18) avec la fonction de transfert (5.3) sans le facteur de correction, on remarque une nette amélioration de l'efficacité du réglage vis-à-vis des perturbations. On obtient le carré de la fonction de transfert du système global en boucle fermée.

5.4.2 Ondulation résiduelle de vitesse avec facteur de correction

L'utilisation du facteur de correction permet de compenser les ondulations du couple électromagnétique, ce qui permet également de réduire les ondulations de vitesse. Les figures 5.22 à 5.29 permettent de comparer les ondulations de vitesse du moteur en charge et en régime établi avec et sans l'utilisation du facteur de correction. Ces figures sont présentées et commentées dans les paragraphes suivants de façon à mettre en évidence l'influence de la position absolue du rotor, du couple de freinage, de la vitesse et du sens de rotation. La mesure de vitesse se fait en fonction du temps et le temps $t = 0$ correspond toujours à un angle dentaire nul.

Toutes ces figures contiennent deux courbes. La courbe grise représente toujours la vitesse mesurée sans facteur de correction et la courbe noire représente la vitesse mesurée avec l'utilisation du facteur de correction.

5.4.3 Effet de la position absolue du rotor

La figure 5.22 représente un cas où la mesure de vitesse se situe dans le même secteur que celui utilisé lors de l'établissement du facteur de correction. On constate que l'emploi du facteur de correction permet pratiquement d'éliminer l'ondulation de vitesse.

La figure 5.23 montre l'allure de la vitesse mesurée dans le secteur 4 alors que l'établissement du facteur de correction a été fait dans le secteur 1. On remarque une légère ondulation résiduelle de la vitesse témoignant d'une moins bonne adéquation de la correction. L'amélioration apportée reste cependant importante.

Pour les figures suivantes, la mesure de vitesse sera toujours prise dans le même secteur que celui de l'établissement du facteur de correction.

5.4.4 Effet d'un couple de freinage élevé

La figure 5.24 donne l'allure de la vitesse lorsque le couple de freinage atteint 50 Nm. On constate que le facteur de correction, établi pour $M_f = 50$ Nm, permet même de réduire les pics de vitesse liés au phénomène de saturation.

La figure 5.25 représente le même cas de fonctionnement mais avec l'utilisation d'un facteur de correction établi pour un couple de freinage de 20 Nm. On remarque alors que les pics de vitesse ne sont pas complètement éliminés.

5.4.5 Effet de la vitesse

Les figures 5.26 et 5.27 représentent l'effet de l'utilisation d'un facteur de correction établi pour une vitesse angulaire de 20 rad/s lorsque le moteur tourne respectivement à une vitesse angulaire de $\omega = 10$ rad/s et $\omega = 50$ rad/s. On constate que l'influence de la vitesse est relativement faible et que, dans les deux cas, l'ondulation de vitesse est fortement réduite.

5.4.6 Effet du sens de rotation

La figure 5.28 représente la mesure de la vitesse lorsque le moteur tourne en sens inverse ($\omega = -20$ rad/s). Pour cette mesure, le facteur de correction est également établi pour une vitesse angulaire de $\omega = -20$ rad/s. En revanche, pour la figure 5.29, le facteur de correction a été établi pour une vitesse positive de $\omega = 20$ rad/s en utilisant la translation d'index (§5.3.6).

On remarque que la translation d'index ne permet pas d'obtenir de si bons résultats. Il est donc conseillé de mémoriser le facteur de correction séparément pour chaque sens de rotation.

5.4.7 Conclusion

On constate, de manière générale, que le facteur de correction permet de compenser l'ondulation résiduelle du couple électromagnétique et donne de bons résultats. Cependant, on remarque qu'il serait nécessaire de mémoriser une table pour chaque sens de rotation et, pour atténuer l'effet de la saturation, une table différente pour les grands couples de charge.

Bien que cette méthode soit satisfaisante en laboratoire, elle devient assez lourde en milieu industriel car la mémorisation des tables est une opération assez délicate et requiert un banc de test de précision avec des freins à hystérèse.

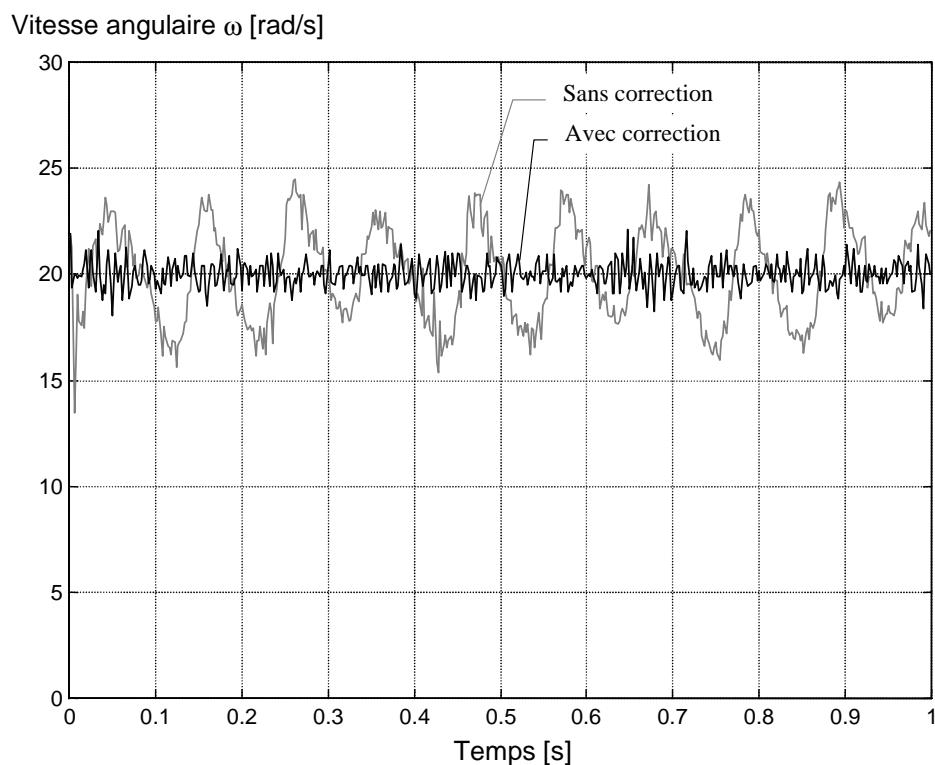


Fig. 5.22 Effet du facteur de correction sur le même secteur de mesure.
 ($\omega = 20$ rad/s , $M_f = 20$ Nm)
 (§5.4.3 Effet de la position absolue du rotor)

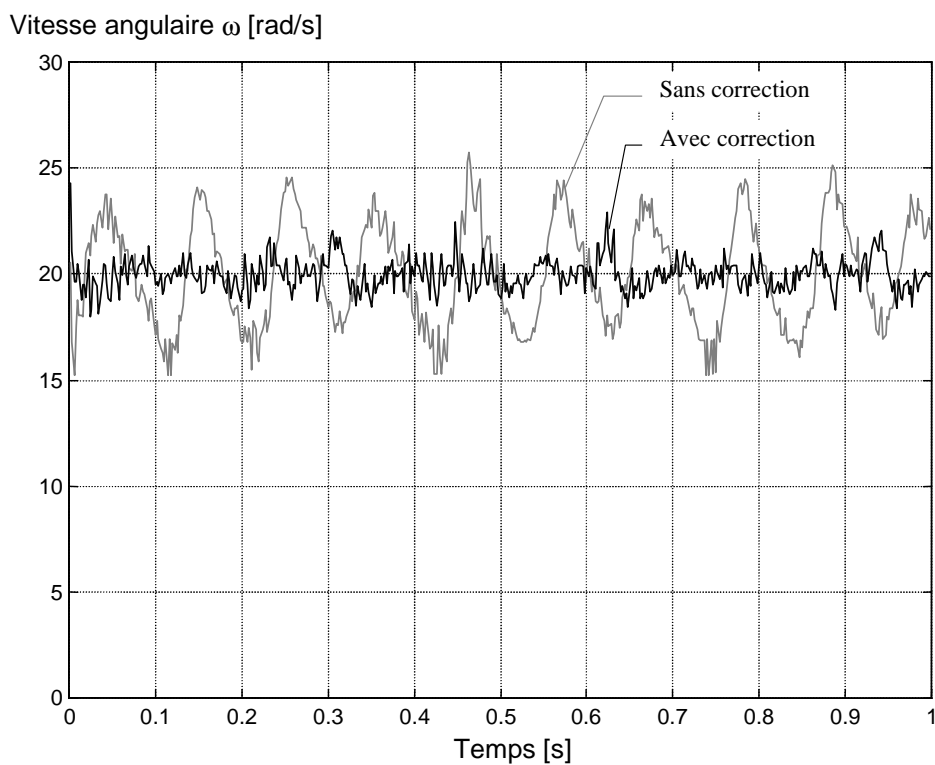


Fig. 5.23 Effet du facteur de correction sur un autre secteur rotorique.
 ($\omega = 20$ rad/s , $M_f = 20$ Nm)
 (§5.4.3 Effet de la position absolue du rotor)

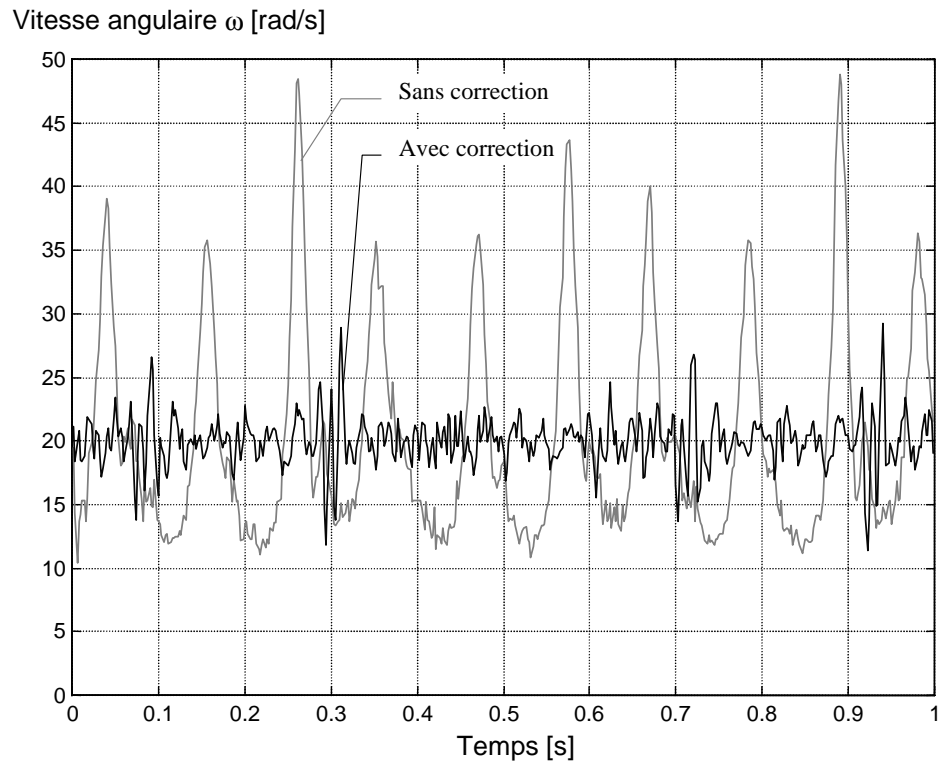


Fig. 5.24 Effet du facteur de correction mémorisé à $M_f = 50$ Nm.
 ($\omega = 20$ rad/s , $M_f = 50$ Nm)
 (§5.4.4 Effet d'un couple de freinage élevé)

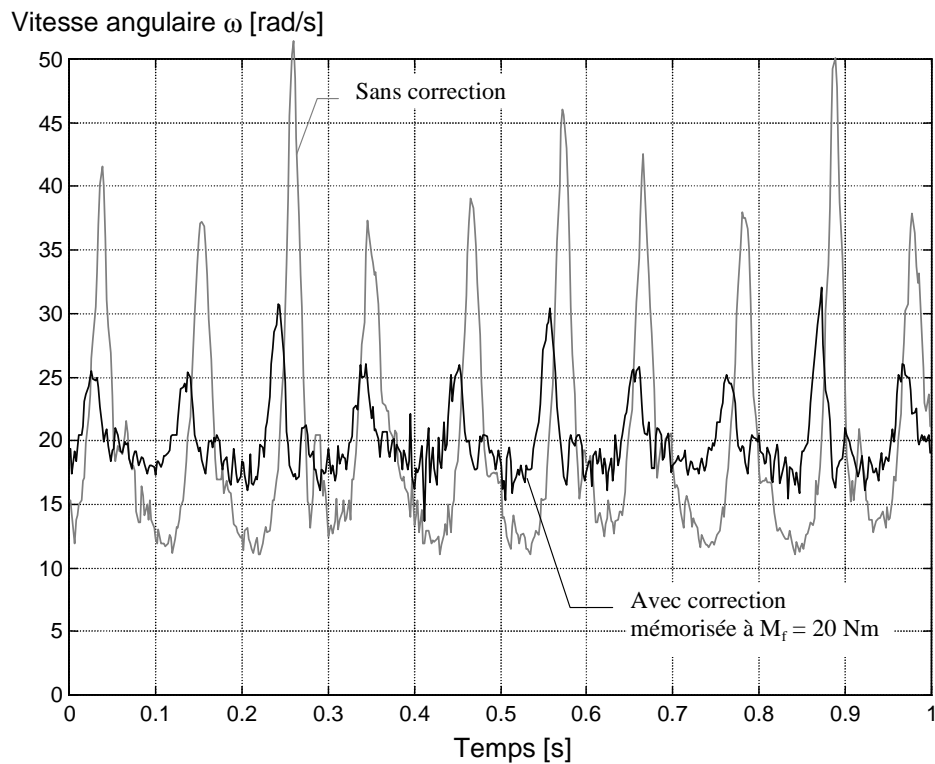


Fig. 5.25 Effet du facteur de correction mémorisé à $M_f = 20$ Nm.
 ($\omega = 20$ rad/s , $M_f = 50$ Nm)
 (§5.4.4 Effet d'un couple de freinage élevé)

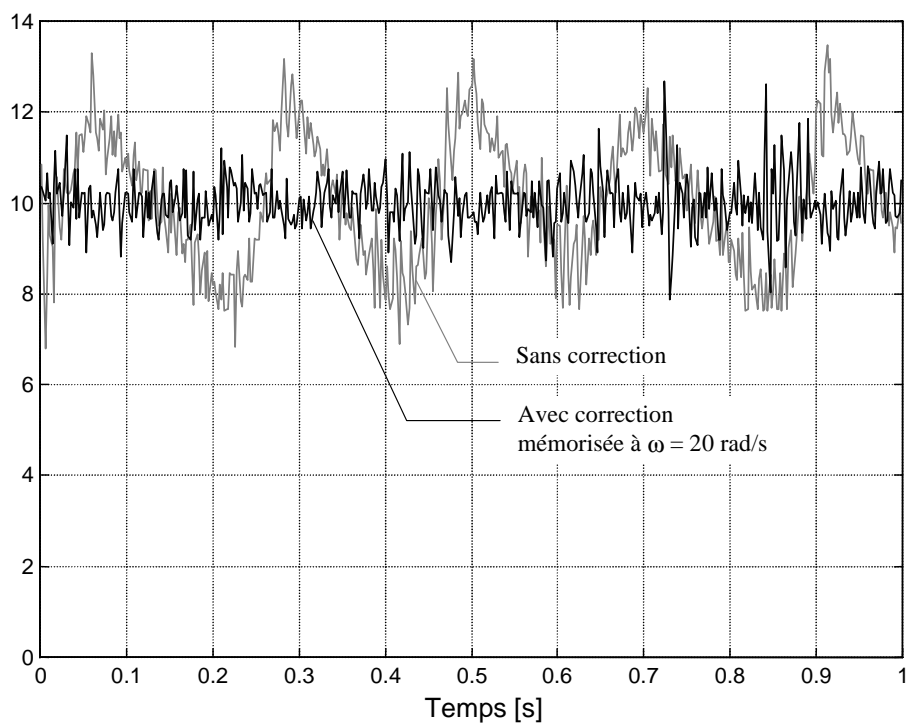
Vitesse angulaire ω [rad/s]

Fig. 5.26 Effet du facteur de correction mémorisé à $\omega = 20$ rad/s.
 ($\omega = 10$ rad/s , $M_f = 20$ Nm)
 (§5.4.5 Effet de la vitesse)

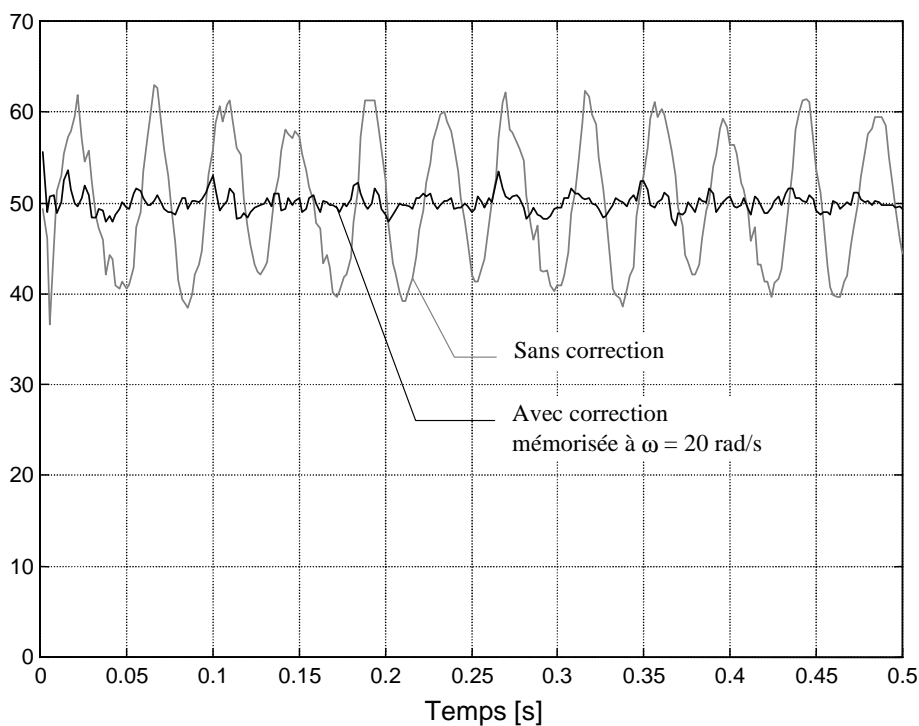
Vitesse angulaire ω [rad/s]

Fig. 5.27 Effet du facteur de correction mémorisé à $\omega = 20$ rad/s.
 ($\omega = 50$ rad/s , $M_f = 20$ Nm)
 (§5.4.5 Effet de la vitesse)

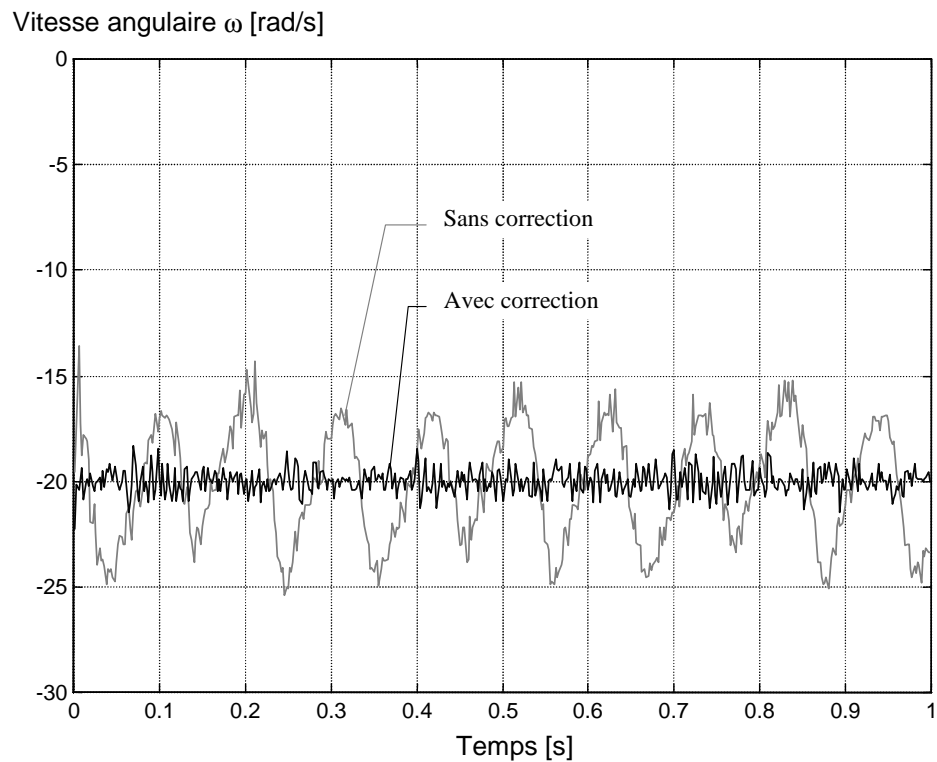


Fig. 5.28 Effet du facteur de correction.

($\omega = -20$ rad/s , $M_f = 20$ Nm)

(§5.4.6 Effet du sens de rotation)

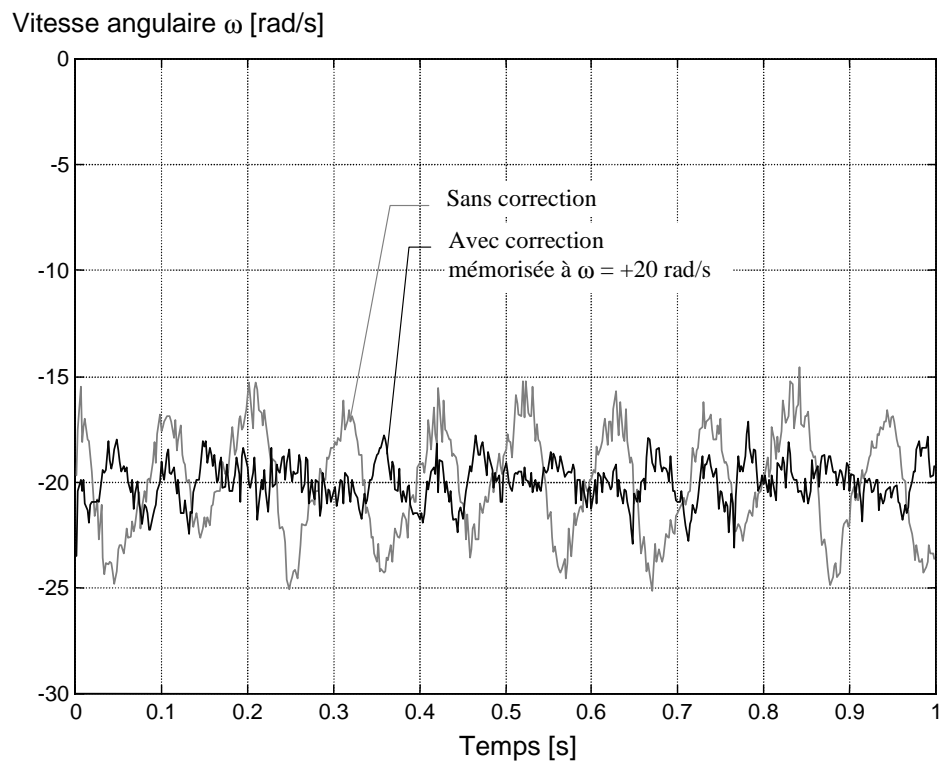


Fig. 5.29 Effet du facteur de correction mémorisé à $\omega = +20$ rad/s.

($\omega = -20$ rad/s , $M_f = 20$ rad/s)

(§5.4.6 Effet du sens de rotation)

5.5 COMPARAISON AVEC UNE COMMANDE CLASSIQUE

5.5.1 Le convertisseur SLO-SYN

Cette section a pour but de comparer les performances du moteur réluctant avec la nouvelle commande et avec la commande classique [19]. Les différences de fonctionnement sont mises en valeur par une série de mesures sur le banc de test. Les mesures impliquant la commande classique sont réalisées à l'aide du convertisseur SLO-SYN de Superior Electric. En complément à la description du principe de la commande classique à la section 2.3, ce paragraphe présente le fonctionnement du convertisseur SLO-SYN avec plus de détails. Contrairement à la nouvelle commande, les trois phases du moteur sont alimentées séparément par trois variateurs de courant continu unidirectionnels, comme le montre le schéma de la figure 5.30

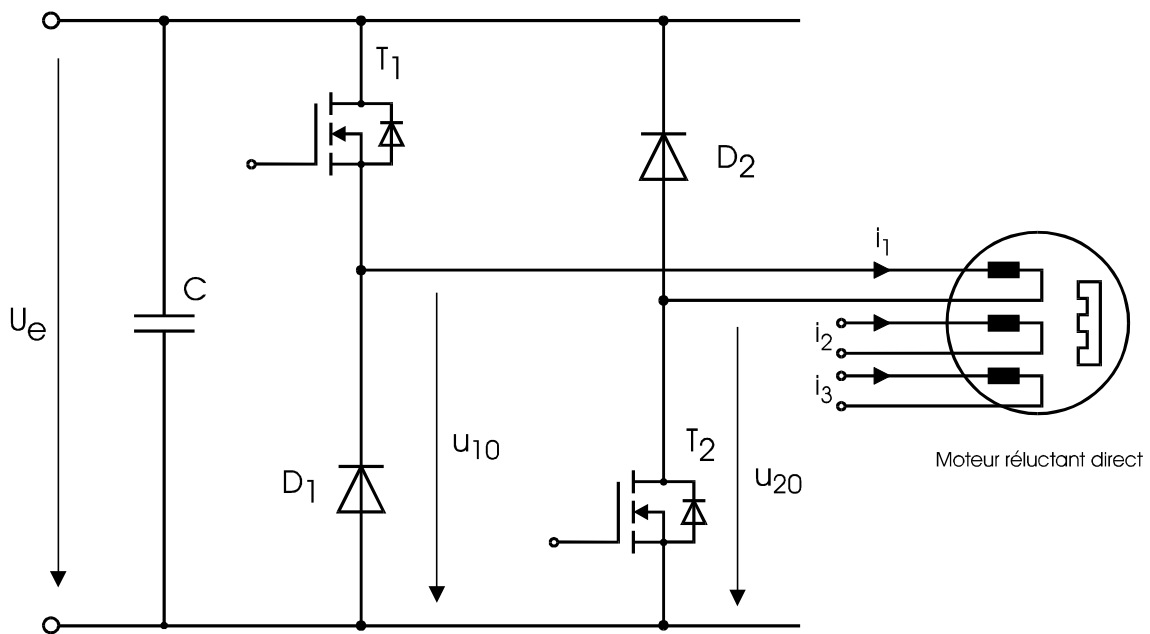


Fig. 5.30 Schéma de l'onduleur SLO-SYN pour une phase.

L'oscillogramme de la figure 5.31 montre l'allure du courant dans une phase du moteur lorsqu'il tourne à une vitesse angulaire de $\omega = 500$ rad/s avec un couple de 20 Nm. La figure 5.32 détaille la montée en courant et donne l'allure de la tension sur la phase correspondante. La forme du courant est identique pour chaque phase mais décalée d'un tiers de période. Elle correspond bien à la forme théorique déterminée au paragraphe 2.3.2 permettant d'obtenir un couple électromagnétique constant lorsque les inductances de phase varient sinusoïdalement avec la position du rotor.

Une vitesse de $\omega = 500$ rad/s correspond à un passage de 79.6 dents par secondes, soit une période de 12.6 ms. On retrouve cette période pour le courant de phase de la figure 5.31.

En examinant la figure 5.32, on constate que le courant est probablement réglé par mode de glissement avec une fréquence de commutation maximale de 50 kHz.

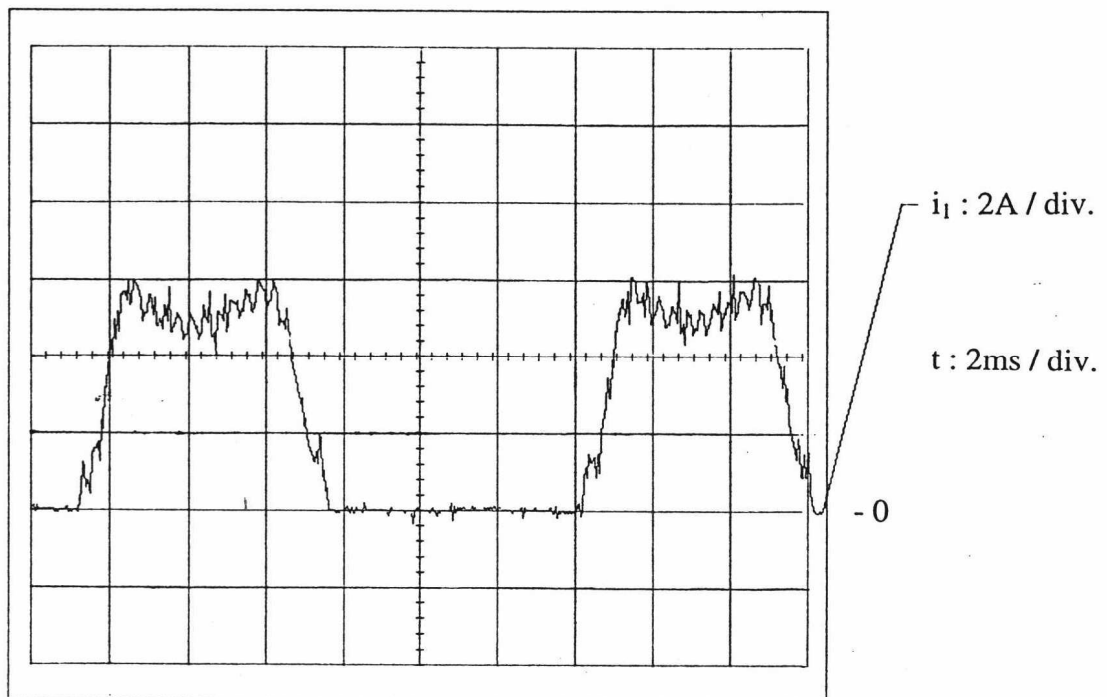


Fig. 5.31 Allure du courant de phase avec $\omega = 500 \text{ rad/s}$ et $M_e = 20 \text{ Nm}$.

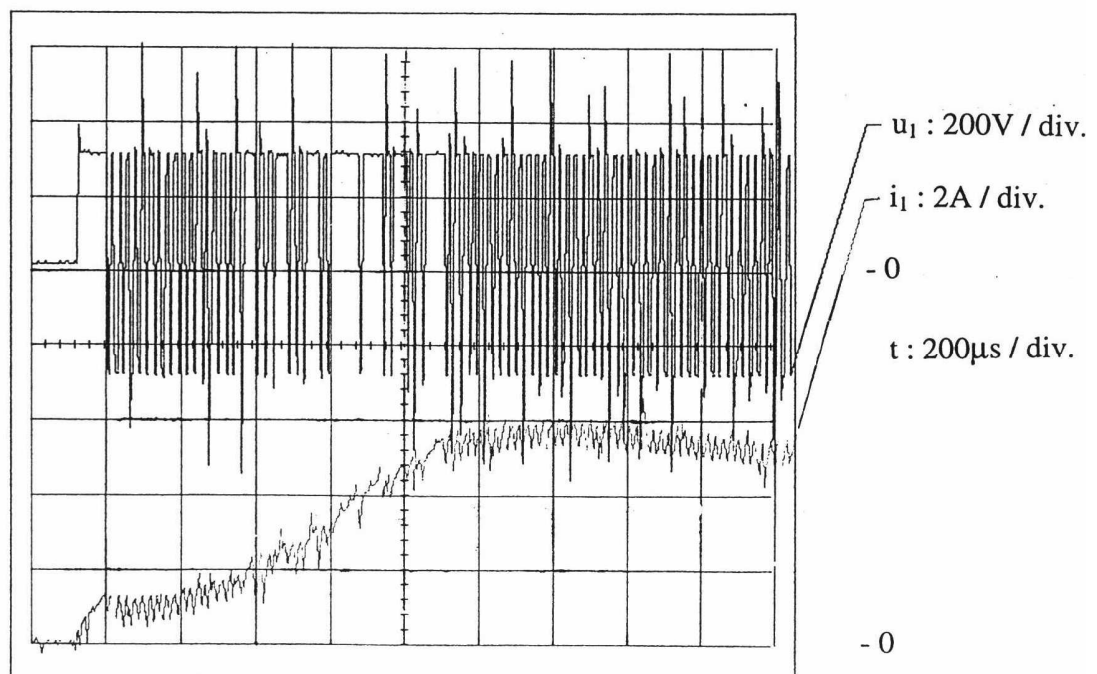


Fig. 5.32 Courant et tension de phase.

5.5.2 Régulateur de vitesse avec une commande classique

Le convertisseur SLO-SYN possède trois modes de fonctionnement selon que l'on utilise le réglage de position, de vitesse ou de courant. Pour les réglages de vitesse et de courant, le convertisseur possède une entrée analogique par laquelle on peut appliquer une tension entre +10V et -10V servant de consigne au régulateur. On utilisera donc le convertisseur en réglage de courant car, par l'intermédiaire du réglage de courant, on peut régler l'amplitude du couple électromagnétique. Ainsi, le régulateur de vitesse utilisera exactement la même structure que la nouvelle commande, avec la mesure de vitesse par capteur laser mais, au lieu de sortir les trois consignes de courant, le PC fournira une grandeur analogique de consigne pour le convertisseur.

Une série de mesures en régime établi montre que le couple électromagnétique est proportionnel à la tension de la consigne de courant appliquée au convertisseur u_c .

$$u_c = 0.37 - 0.09 \cdot M_e \quad (5.19)$$

Un saut de consigne a permis de mesurer un retard pur $T_r = 2.5$ ms et une petite constante de temps $T_p = 1.5$ ms (retard de mesure compris). Pour le régulateur de vitesse du système avec la série de freins, on a donc :

$$T_{pE} = 4 \text{ ms} \quad \text{et} \quad T_1 = 4.11 \text{ ms}$$

Le système est assez délicat à régler puisque la petite constante de temps est pratiquement égale à la constante de temps dominante. Néanmoins, en utilisant le critère sur la réponse harmonique symétrique, on peut déterminer les coefficients du régulateur PI de la même manière que dans le cas de la nouvelle commande (§ 4.6.5).

$$T_n = 4T_{pE} = 4 \cdot 4 \cdot 10^{-3} = 16 \text{ ms} \quad (5.20)$$

$$T_i = 8 \frac{T_{pE}^2}{T_1} K_{cm} = 8 \cdot \frac{(4 \cdot 10^{-3})^2}{4.11 \cdot 10^{-3}} \cdot 1 = 31.1 \text{ ms} \quad (5.21)$$

$$K_p = \frac{T_n - T_E/2}{T_i} = \frac{16 \cdot 10^{-3} - 0.1 \cdot 10^{-3}}{31.1 \cdot 10^{-3}} = 0.51 \quad (5.22)$$

$$K_i = \frac{T_E}{T_i} = \frac{0.2 \cdot 10^{-3}}{31.1 \cdot 10^{-3}} = 0.006 \quad (5.23)$$

Lors des essais pratiques, il s'est avéré judicieux de réduire le coefficient K_i afin d'éviter d'entretenir des oscillations mécaniques entre le moteur et la charge. Les coefficients utilisés sont les suivants :

$$K_p = 0.51 \quad K_i = 0.001$$

Il suffit d'introduire ces deux coefficients dans le programme de réglage existant et de fournir la bonne consigne au convertisseur à l'aide de la relation (5.19).

5.5.3 Comparaison des régulateurs de vitesse

La comparaison entre les deux méthodes de commande du moteur réluctant direct est assez difficile à mettre en œuvre. En effet, le système composé du moteur et de la série de freins à hystérèse permet d'imposer une grand couple électromagnétique avec une inertie assez faible, ce qui favorise les oscillations de vitesse lorsque le couple électromagnétique présente une certaine ondulation. De plus, lors de grandes oscillations de vitesse, les freins à hystérèse peuvent présenter un phénomène appelé 'stick-slip' [13].

A faible vitesse, les paramètres du régulateur associés au convertisseur SLO-SYN ne permettent pas d'éviter le phénomène de 'stick-slip'. La figure 5.33 montre l'allure de la vitesse lorsque l'on utilise le convertisseur SLO-SYN avec une consigne de $\omega_c = 20$ rad/s et un couple de charge de 20 Nm. On remarque d'une part la caractéristique saccadée marche-arrêt et, d'autre part, les oscillations dues au couplage élastique des freins à hystérèse. En revanche, comme le montre la figure 5.34, le fonctionnement à très basse vitesse ne pose aucun problème avec le nouveau régulateur. Cette figure montre également l'amélioration apportée par le facteur de correction.

A vitesse élevée, le passage des dents provoque une légère oscillation de vitesse amplifiée par l'élasticité du couplage avec les freins à hystérèse. Ces ondulations sont trop rapides pour être corrigées par le régulateur de vitesse. La figure 5.35 représente la mesure de vitesse lorsque la consigne vaut $\omega_c = 500$ rad/s avec un couple de charge de 50 Nm.

La figure 5.36 est une mesure de la réponse des deux systèmes à un saut de consigne de 0 à 1000 rad/s lorsque la série de freins est découplée. Le nouveau système est nettement plus rapide que le convertisseur SLO-SYN. La figure 5.37 présente la mesure de la même réponse lorsque la série de freins est couplée au rotor mais sans couple de charge. On remarque l'effet de l'élasticité du couplage mécanique avec les freins. Il faut noter qu'à vide, la vitesse angulaire ω passe de 0 à 1000 rad/s en 6 ms dans le cas du nouveau régulateur.

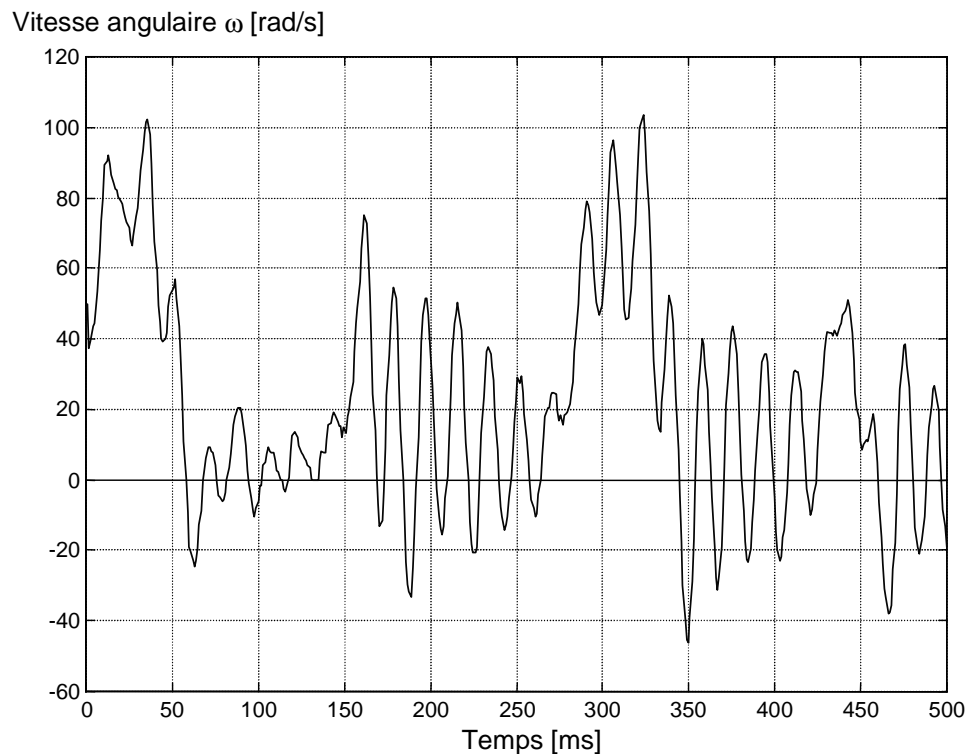


Fig. 5.33 Mesure de ω avec le convertisseur SLO-SYN ($\omega_c = 20$ rad/s, $M_e = 20$ Nm).

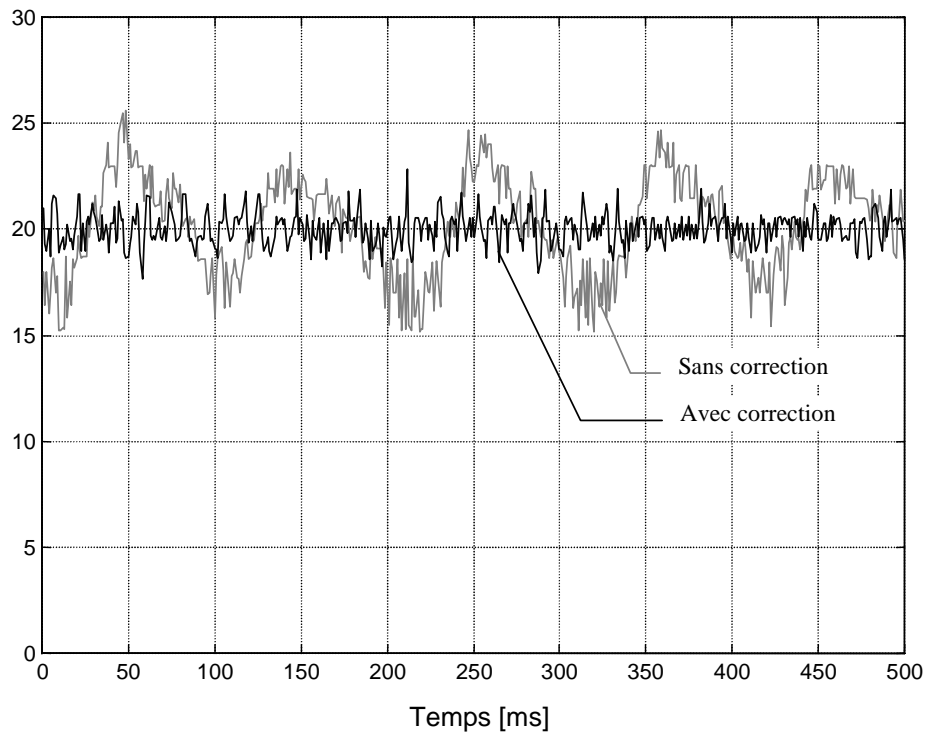
Vitesse angulaire ω [rad/s]

Fig. 5.34 Mesure de ω avec le nouveau régulateur ($\omega_e = 20$ rad/s, $M_e = 20$ Nm).

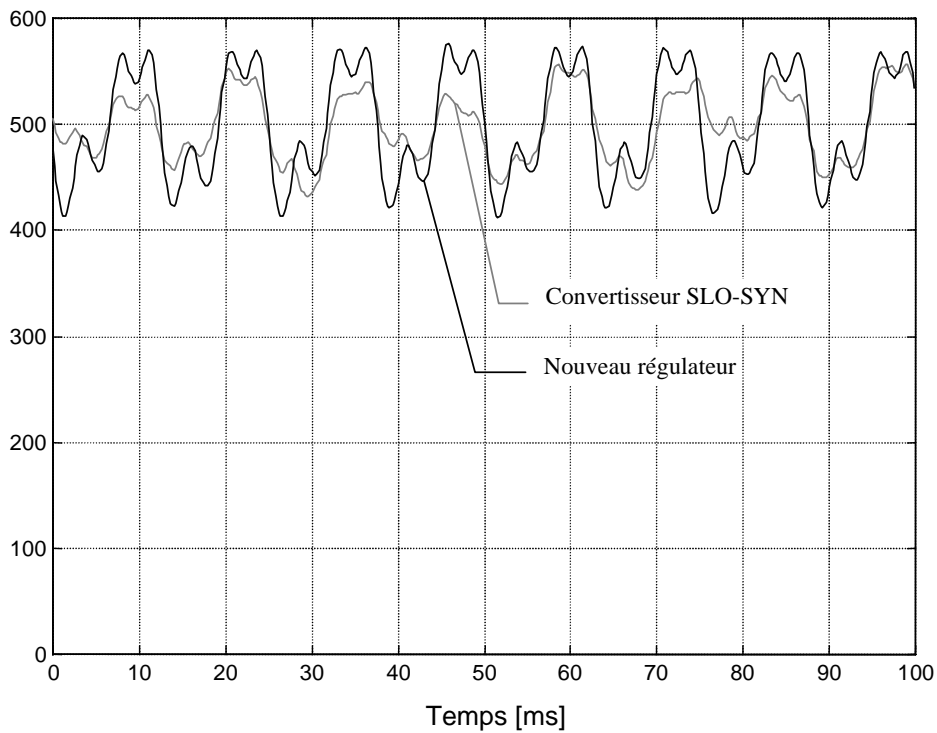
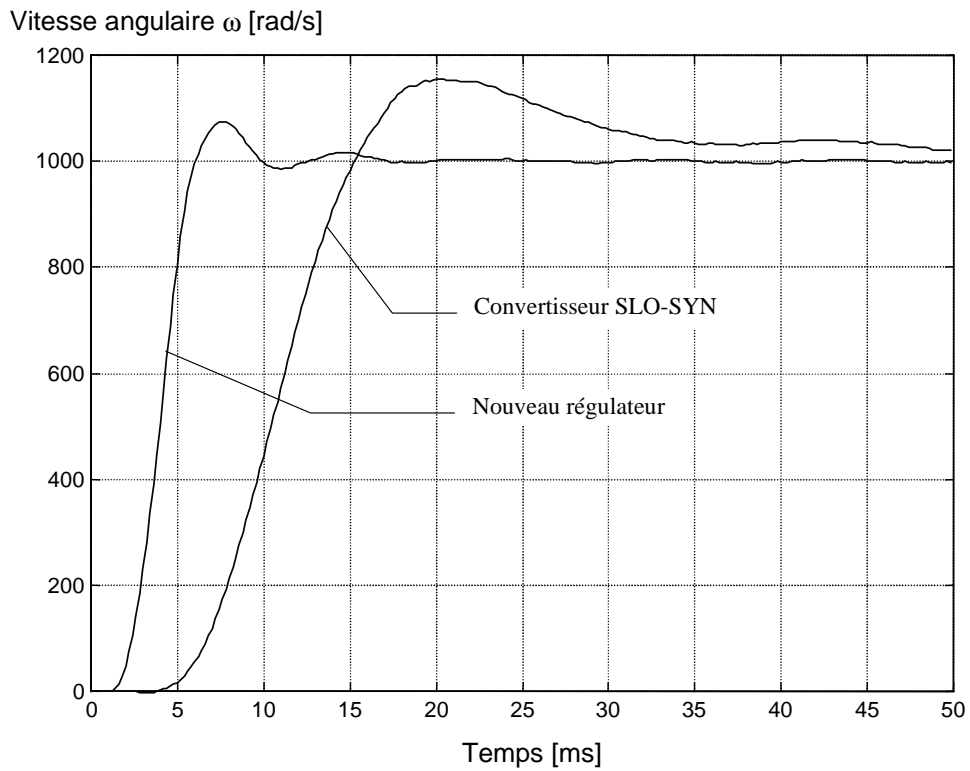
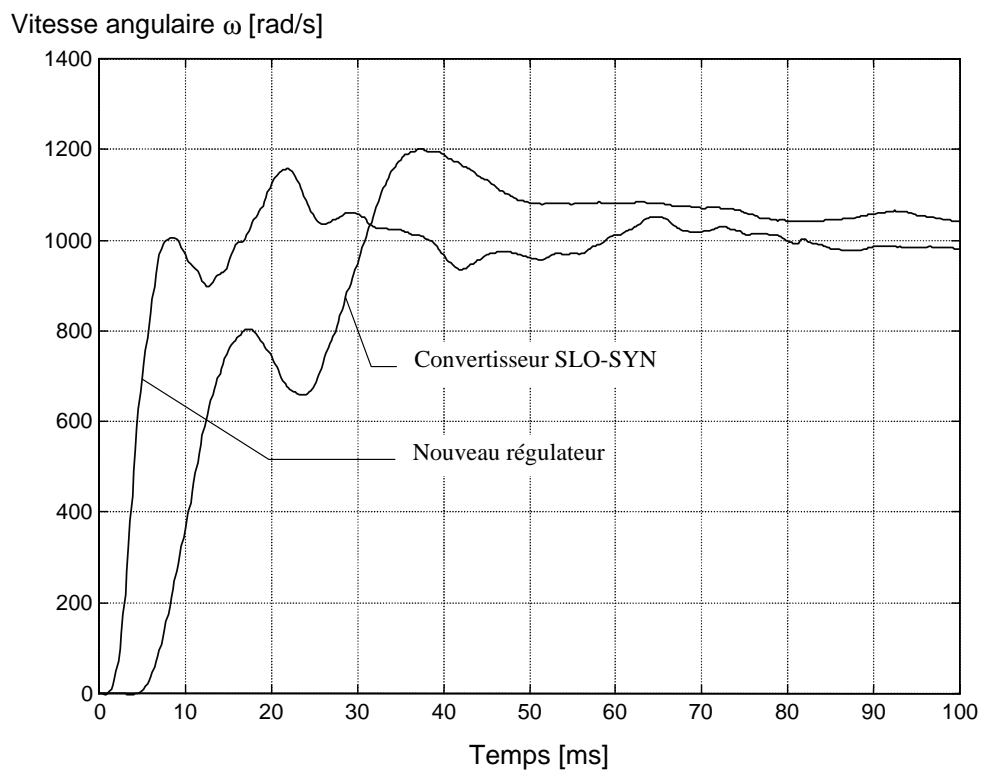
Vitesse angulaire ω [rad/s]

Fig. 5.35 Mesure de ω avec $\omega_e = 500$ rad/s, $M_e = 50$ Nm).



5.36 Saut de vitesse à vide de $\omega = 0$ à 1000 rad/s (sans la série de freins).



5.37 Saut de vitesse à vide de $\omega = 0$ à 1000 rad/s (avec la série de freins couplée).

5.5.4 Mesure du bruit acoustique

On peut comparer l'intensité sonore produite par le moteur avec les deux méthodes de réglage. Un sonomètre permet de mesurer le niveau de pression acoustique L_p en dB (SPL), par rapport à la pression de référence $p_{a0} = 20 \mu\text{Pa}$ (seuil audible).

$$L_p = 20 \cdot \log \frac{p_a}{p_{a0}} \quad [\text{dB}] \quad (5.24)$$

On a réalisé la mesure à une distance $r_a = 0.3 \text{ m}$ du moteur et de façon linéaire sur tout le spectre de fréquence. Ainsi, la mesure ne tient pas compte de la pondération liée à la perception subjective de l'oreille humaine qui atténue légèrement les hautes et les basses fréquences.

Le niveau de pression acoustique L_p correspond au niveau d'intensité sonore par rapport à l'intensité de référence I_{a0} .

$$L_p = 10 \cdot \log \frac{I_a}{I_{a0}} \quad [\text{dB}] \quad (5.25)$$

$$I_{a0} = \frac{p_{a0}^2}{Z_a} = \frac{(20 \cdot 10^{-6})^2}{400} = 10^{-12} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (5.26)$$

$$\text{où } Z_a = 400 \frac{\text{Pa} \cdot \text{s}}{\text{m}} \text{ est l'impédance acoustique caractéristique [20]} \quad (5.27)$$

A partir de l'intensité mesurée I_a et la distance entre la source et la mesure r_a , on peut déterminer la puissance acoustique de la source.

$$P_a = 4\pi r_a^2 I_a = 4\pi r_a^2 I_{a0} \cdot 10^{L_p/10} \quad [\text{W}] \quad (5.28)$$

Le tableau 5.3 résume les différentes mesures du bruit acoustique en fonction de la vitesse angulaire du moteur et du couple de charge. Le niveau de pression acoustique du bruit de fond lié aux ventilateurs vaut $L_p = 62.5 \text{ dB}$ (équivalent à $P_a = 2 \mu\text{W}$ au niveau du moteur). La figure 5.38 illustre la mesure du bruit acoustique selon le tableau 5.3.

On constate que, même à haute vitesse où l'ondulation de couple est assez prononcée pour les deux systèmes (fig. 5.35), le moteur produit nettement moins de bruit avec le nouveau régulateur qu'avec le convertisseur SLO-SYN. Cette réduction du bruit acoustique est liée à l'allure sinusoïdale du courant qui provoque des efforts radiaux nettement moins violents qu'une allure rectangulaire. En tenant compte de la pondération fréquentielle A (annexe 2), la différence serait encore plus marquée car le convertisseur SLO-SYN génère des harmoniques à des fréquences plus élevées qui sont mieux perçues par l'oreille humaine.

Point de fonctionnement		Convertisseur SLO-SYN		Nouveau régulateur	
ω [rad/s]	M_e [Nm]	L_p [dB]	P_a [mW]	L_p [dB]	P_a [mW]
1000	0	86.2	0.471	68.2	0.007
100	20	82.7	0.211	71.8	0.017
500	20	91.7	1.673	76.5	0.051
500	50	93.2	2.363	83.2	0.236
1000	50	102.9	22.052	87.7	0.666
2000	10	92.1	1.834	88.3	0.765

Tableau 5.3 Mesures du niveau de bruit acoustique.

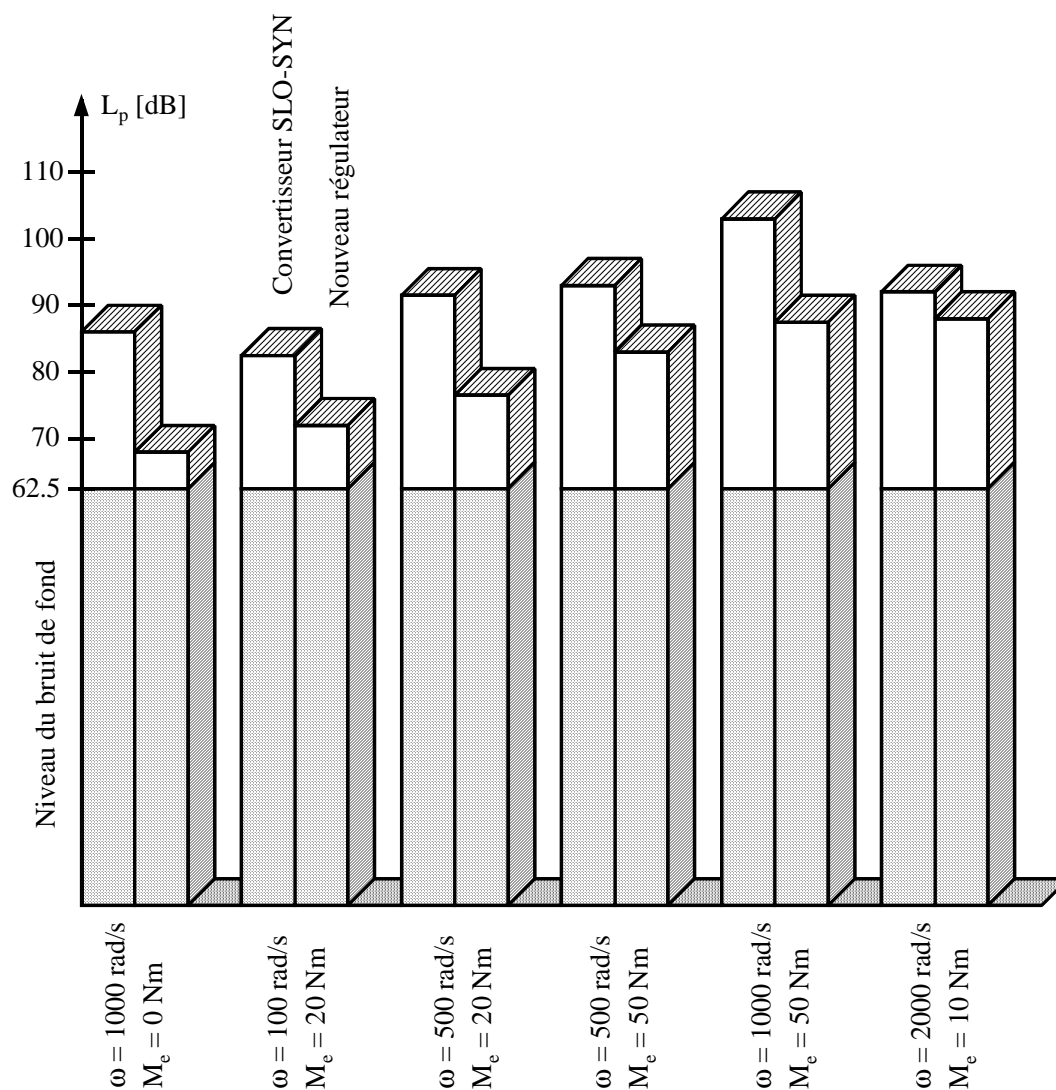


Fig. 5.38 Représentation de la mesure du niveau de bruit acoustique.

6. OBSERVATEUR POUR PERTURBATION VARIABLE

6.1 INTRODUCTION

Au chapitre 5, on a vu que l'ondulation résiduelle de couple était principalement composée d'une onde fondamentale ayant la fréquence dentaire ainsi que les harmoniques d'ordre 2, 3 et 6. La vitesse mécanique qui en découle possède également une ondulation résiduelle que le régulateur de vitesse ne peut pas compenser à cause de sa bande passante réduite. La méthode du facteur de correction, présentée au paragraphe 5.4, permet de compenser l'ondulation de couple de manière significative. Cependant, la mémorisation du facteur de correction requière un banc de test équipé d'un système de freinage performant qui doit être dimensionné pour des couples relativement importants. De plus, pour une bonne efficacité, cette méthode nécessite la mémorisation de plusieurs tables de corrections pour différentes conditions de fonctionnement. Pour ces raisons, la méthode du facteur de correction est difficilement applicable industriellement. Il faut donc trouver une solution simple permettant de compenser les ondulations du couple électromagnétique, qui ne nécessite aucune procédure de mesure préalable et qui donne de bons résultats dans tous les cas de fonctionnement.

Dans ce chapitre, on va étudier un observateur pour perturbation variable [21]. Il s'agit d'un observateur de perturbation permettant de tirer parti des connaissances que l'on a sur la grandeur de perturbation. Dans ce cas, on connaît le contenu fréquentiel des perturbations du couple électromagnétique. Il suffit donc d'observer l'amplitude des sinus et cosinus de chaque harmonique pour disposer de la grandeur de perturbation.

Bien qu'il soit tout à fait possible d'utiliser l'observateur pour perturbation variable avec le régulateur de vitesse PI standard, on l'utilisera avec un régulateur d'état de façon à élargir l'étude du réglage de vitesse.

La section 6.2 traitera du dimensionnement de l'observateur. D'abord, on définira un modèle de perturbation décrivant le comportement fréquentiel de la grandeur de perturbation. Ensuite, on décrira une méthode de calcul pour l'intervention directe de la grandeur de perturbation. On déterminera les coefficients de la contre-réaction d'état du réglage de vitesse par une imposition des pôles ainsi que l'intervention directe de la grandeur de consigne. On y présentera également la structure du régulateur d'état digital avec limitation et correction de la composante intégrale.

A la section 6.3, on s'efforcera de donner des indications sur l'imposition des pôles de l'observateur de façon à déterminer son vecteur de contre-réaction. On verra que les pôles se déplacent rapidement en fonction de la vitesse du moteur, ce qui impliquera l'utilisation d'un vecteur de contre-réaction variable.

La structure de l'observateur nécessite la connaissance de la petite constante de temps T_{pE} ainsi que la constante de temps mécanique T_1 . L'influence d'une mauvaise estimation de ces constantes de temps fera l'objet de la section 6.4.

Un modèle de simulation du moteur réluctant direct avec l'observateur pour perturbation variable sera présenté à section 6.5.

La section 6.6 concernera l'implémentation de l'observateur pour perturbation variable sur le banc de test. On y décrira toute la réalisation pratique et on y présentera les principaux résultats obtenus.

6.2 DIMENSIONNEMENT DE L'OBSERVATEUR

6.2.1 Modèle de perturbation

Avant de dimensionner l'observateur pour perturbation variable, il faut établir le modèle d'état de perturbation [21] dont la structure est présentée à la figure 6.1. Le régulateur de vitesse fournit une consigne de couple m_{ec} produisant un couple électromagnétique m_{e0} constant à travers la petite constante de temps résultante T_{pE} . Le modèle de perturbation détermine la grandeur de perturbation m_v qui comprend le couple résistant m_r et les ondulations harmoniques du couple électromagnétique.

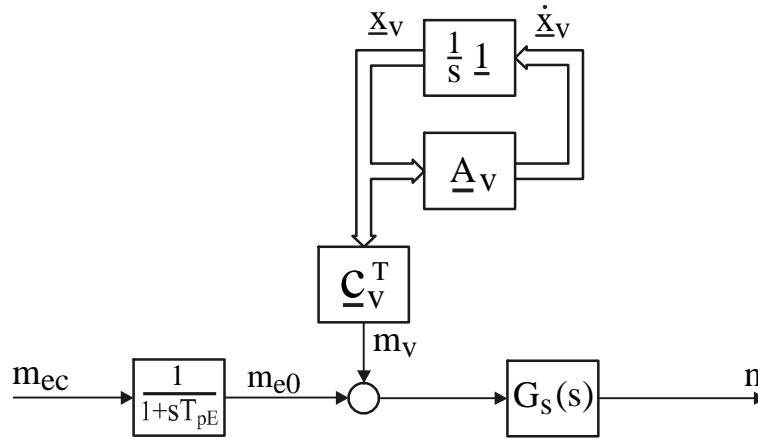


Fig. 6.1 Schéma bloc du modèle de perturbation.

Les équations d'état du modèle de perturbation sont données par

$$\begin{aligned} \dot{\underline{x}}_v &= \underline{A}_v \underline{x}_v \\ \underline{m}_v &= \underline{c}_v^T \underline{x}_v \end{aligned} \quad (6.1)$$

où :

$$\underline{x}_v = \begin{bmatrix} m_r \\ \underline{x}_{\omega 1} \\ \underline{x}_{\omega 2} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad \text{avec : } \underline{x}_{\omega k} = \begin{bmatrix} x_{sk} \\ x_{ck} \end{bmatrix} \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (6.2)$$

$$\underline{A}_v = \begin{bmatrix} 0 & \underline{0}^T & \underline{0}^T & \dots \\ \underline{0} & \underline{A}_{\omega 1} & \underline{0} & \dots \\ \underline{0} & \underline{0} & \underline{A}_{\omega 2} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \quad \text{avec : } \underline{A}_{\omega k} = \begin{bmatrix} 0 & -\omega_k \\ \omega_k & 0 \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

$$\underline{c}_v^T = \begin{bmatrix} -1 & \underline{c}_{v1}^T & \underline{c}_{v2}^T & \dots \end{bmatrix} \quad \omega_k = k \cdot \omega \quad (6.4)$$

Pour vérifier le bon fonctionnement du modèle de perturbation (6.1), on peut déterminer la matrice de transition d'état $\underline{\Phi}_v(t)$, définie par

$$\underline{x}_v(t) = \underline{\Phi}_v(t) \cdot \underline{x}_v(0) \quad (6.5)$$

Dans le domaine de Laplace, la matrice de transition d'état $\underline{\Phi}_v(s)$ est donnée par

$$\underline{\Phi}_v(s) = (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)^{-1} \quad (6.6)$$

$$\underline{\Phi}_v(s) = \begin{bmatrix} s & \underline{0}^T & \underline{0}^T & \dots \\ \underline{0} & s\mathbf{1} - \underline{A}_{\omega 1} & \underline{0} & \dots \\ \underline{0} & \underline{0} & s\mathbf{1} - \underline{A}_{\omega 2} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix}^{-1} = \begin{bmatrix} 1/s & \underline{0}^T & \underline{0}^T & \dots \\ \underline{0} & \underline{\Phi}_{\omega 1}(s) & \underline{0} & \dots \\ \underline{0} & \underline{0} & \underline{\Phi}_{\omega 2}(s) & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \quad (6.7)$$

$$\underline{\Phi}_{\omega k}(s) = (s\mathbf{1} - \underline{A}_{\omega k})^{-1} = \begin{bmatrix} s & \omega_k \\ -\omega_k & s \end{bmatrix}^{-1} = \frac{1}{s^2 + \omega_k^2} \begin{bmatrix} s & -\omega_k \\ \omega_k & s \end{bmatrix} \quad (6.8)$$

Puis, dans le domaine temporel, on obtient :

$$\underline{\Phi}_{\omega k}(t) = \begin{bmatrix} \cos(\omega_k t) & -\sin(\omega_k t) \\ \sin(\omega_k t) & \cos(\omega_k t) \end{bmatrix} \quad (6.9)$$

En posant, pour le vecteur ligne :

$$\underline{c}_{vk}^T = [0 \quad -1] \quad (6.10)$$

on obtient le couple m_{vk} pour chaque harmonique k :

$$\begin{aligned} m_{vk} &= \underline{c}_{vk}^T \cdot \underline{\Phi}_{\omega k}(t) \cdot \underline{x}_{\omega k}(0) = [0 \quad -1] \cdot \begin{bmatrix} \cos(\omega_k t) & -\sin(\omega_k t) \\ \sin(\omega_k t) & \cos(\omega_k t) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_{sk}(0) \\ x_{ck}(0) \end{bmatrix} \\ &= -x_{sk}(0) \cdot \sin(\omega_k t) - x_{ck}(0) \cdot \cos(\omega_k t) \end{aligned} \quad (6.11)$$

où $x_{sk}(0)$, $x_{ck}(0)$ et m_r sont à déterminer par l'observateur de perturbation.

La grandeur de perturbation m_v donnée par le modèle de perturbation contient bien le couple résistant et autant d'harmoniques que l'on désire observer. Ce modèle peut donc convenir pour n'importe quelle ondulation du couple électromagnétique. Les signes négatifs dans le vecteur ligne \underline{c}_v^T indiquent que la perturbation agit comme un couple résistant. D'après (6.3), afin d'observer le couple résistant, l'ondulation fondamentale correspondant à la fréquence de déplacement des dents, ainsi que les harmoniques 2, 3 et 6, la matrice d'état \underline{A}_v doit être une matrice 9×9 .

6.2.2 Structure de l'observateur pour perturbation variable

La structure de l'observateur pour perturbation variable, insérée dans un réglage d'état comme une intervention directe de la grandeur de perturbation, est décrite par le schéma bloc de la figure 6.2 [21].

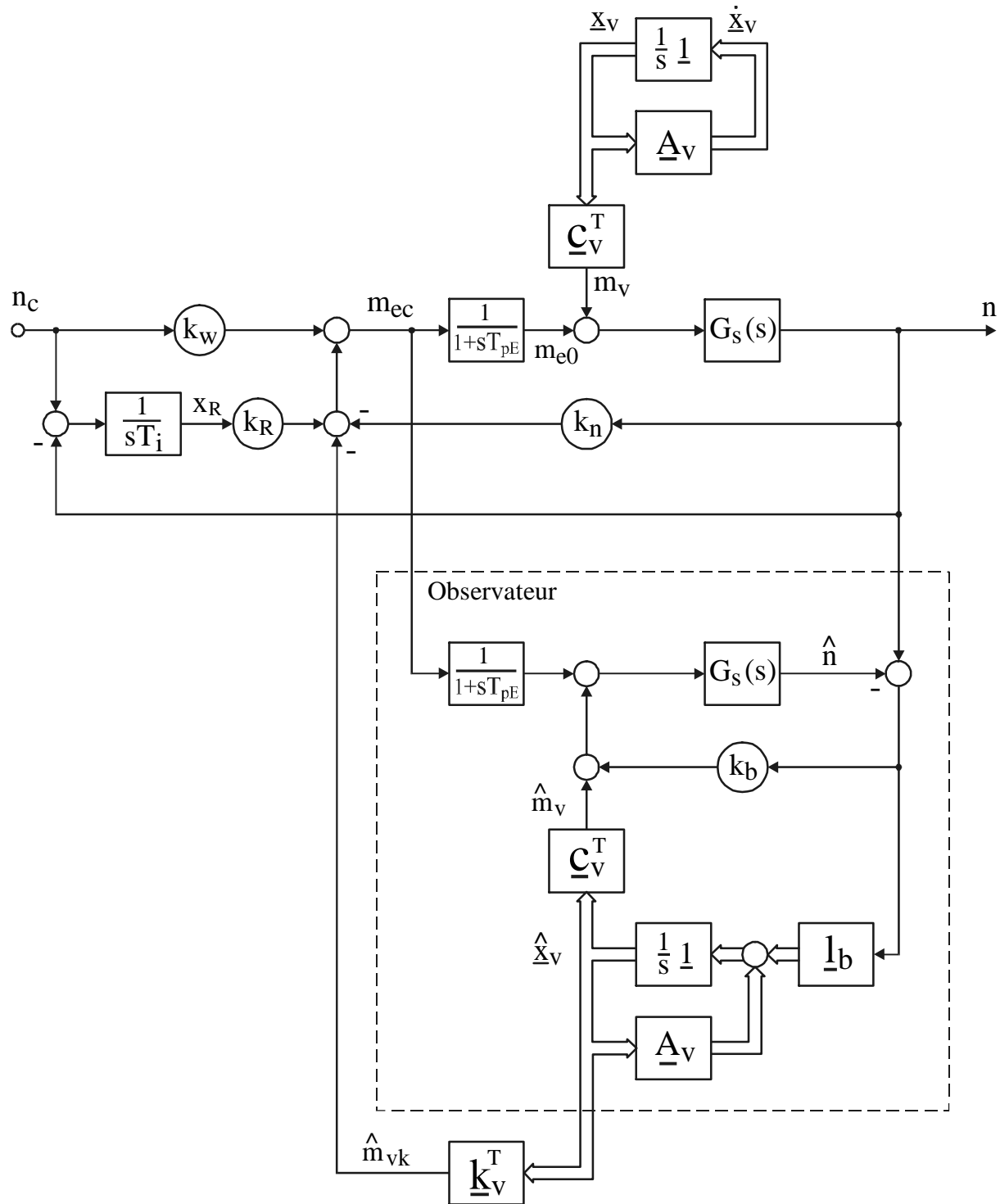


Fig. 6.2 Schéma bloc de l'observateur pour perturbation variable.

6.2.3 Décomposition système à régler – modèle de perturbation

Le système à régler défini par la fonction de transfert $G_s(s) = 1 / T_1$ peut être décrit par les équations d'état en tenant compte de la grandeur de perturbation m_v .

$$\begin{aligned}\dot{\underline{x}}_s &= \underline{A}_s \underline{x}_s + \underline{b}_s m_{e0} + \underline{b}_{sv} m_v \\ n &= \underline{c}_s^T \underline{x}_s\end{aligned}\tag{6.12}$$

avec :

$$\underline{x}_s = [n]; \quad \underline{A}_s = [0]; \quad \underline{b}_s = \left[\frac{1}{T_1} \right]; \quad \underline{b}_{sv} = \left[\frac{1}{T_1} \right]; \quad \underline{c}_s^T = [1]\tag{6.13}$$

En appliquant le principe de séparation [21], on peut introduire dans (6.12) les équations d'état du modèle de perturbation (6.1)

$$\begin{aligned}\dot{\underline{x}}_s &= \underline{A}_s \underline{x}_s + \underline{b}_s m_{e0} + \underline{B}_{sv} \underline{x}_v \\ \dot{\underline{x}}_v &= \underline{A}_v \underline{x}_v \\ n &= \underline{c}_s^T \underline{x}_s\end{aligned}\tag{6.14}$$

avec :

$$\underline{B}_{sv} = \underline{b}_{sv} \underline{c}_v^T\tag{6.15}$$

6.2.4 Equations d'état du système global

Avec le vecteur d'état global

$$\underline{x} = \begin{bmatrix} m_{e0} \\ n \\ x_R \end{bmatrix}\tag{6.16}$$

on obtient les équations d'état du système global ouvert

$$\begin{aligned}\dot{\underline{x}} &= \underline{A} \underline{x} + \underline{b} m_{ec} + \underline{b}_w n_c + \underline{B}_v \underline{x}_v \\ \dot{\underline{x}}_v &= \underline{A}_v \underline{x}_v \\ n &= \underline{c}^T \underline{x}\end{aligned}\tag{6.17}$$

avec :

$$\underline{A} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{T_{pE}} & 0 & 0 \\ \frac{1}{T_1} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{T_i} & 0 \end{bmatrix}; \quad \underline{b} = \begin{bmatrix} \frac{1}{T_{pE}} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}; \quad \underline{b}_w = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{1}{T_i} \end{bmatrix}; \quad \underline{B}_v = \begin{bmatrix} \underline{0}^T \\ \frac{1}{T_1} \cdot \underline{c}_v^T \\ \underline{0}^T \end{bmatrix};$$

$$\underline{c}^T = [0 \quad 1 \quad 0] \quad (6.18)$$

Le signal de sortie m_{ec} du régulateur d'état s'exprime par

$$m_{ec} = k_w \cdot n_c - \underline{k}_v^T \underline{x}_v - \underline{k}^T \underline{x} \quad (6.19)$$

avec le vecteur ligne de la contre-réaction d'état globale

$$\underline{k}^T = [0 \quad k_n \quad -k_R] \quad (6.20)$$

Finalement, en introduisant (6.19) dans (6.17), on obtient l'équation différentielle d'état du système global fermé.

$$\begin{aligned} \dot{\underline{x}} &= \underline{A}_G \underline{x} + \underline{b}_{Gw} n_c + \underline{B}_{Gv} \underline{x}_v \\ \dot{\underline{x}}_v &= \underline{A}_v \underline{x}_v \\ n &= \underline{c}^T \underline{x} \end{aligned} \quad (6.21)$$

avec :

$$\underline{A}_G = \underline{A} - \underline{b} \underline{k}^T = \begin{bmatrix} -\frac{1}{T_{pE}} & -\frac{k_n}{T_{pE}} & \frac{k_R}{T_{pE}} \\ \frac{1}{T_1} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{T_i} & 0 \end{bmatrix};$$

$$\underline{b}_{Gw} = \underline{b}_w + \underline{b} k_w = \begin{bmatrix} \frac{k_w}{T_{pE}} \\ 0 \\ \frac{1}{T_i} \end{bmatrix}; \quad \underline{B}_{Gv} = \underline{B}_v - \underline{b} \underline{k}_v^T = \begin{bmatrix} -\frac{1}{T_{pE}} \cdot \underline{k}_v^T \\ \frac{1}{T_1} \cdot \underline{c}_v^T \\ \underline{0}^T \end{bmatrix} \quad (6.22)$$

6.2.5 Calcul de l'intervention directe de la grandeur de perturbation

Le modèle d'état de la perturbation introduit par sa matrice \underline{A}_v des pôles (valeurs propres) dans le réglage d'état. Lorsque l'on désire que la perturbation ne se manifeste pas sur la grandeur à régler n , on doit compenser ces pôles à l'aide de l'intervention directe de la grandeur de perturbation. Cette condition donne une relation permettant de déterminer le vecteur ligne \underline{k}_v^T .

Par la suite, on posera $n_c = 0$ car l'influence de la grandeur de consigne n'a pas d'intérêt dans ce contexte. En appliquant la transformation de Laplace aux équations d'état du système global fermé (6.21) et en utilisant la variable y comme grandeur de sortie à la place de n , on obtient :

$$\begin{aligned} s\underline{X}(s) &= \underline{A}_G \underline{X}(s) + \underline{B}_{Gv} \underline{X}_v(s) \\ Y(s) &= \underline{c}^T \underline{X}(s) \end{aligned} \quad (6.23)$$

Lorsque l'on soumet l'équation d'état du modèle de perturbation (6.1) à la transformation de Laplace, on doit tenir compte des conditions initiales $\underline{x}_v(0)$ en faisant appel au théorème de la valeur initiale

$$\underline{X}_v(s) = (s\underline{1} - \underline{A}_v)^{-1} \underline{x}_v(0) \quad (6.24)$$

En introduisant (6.24) dans (6.23), on obtient

$$\underline{X}(s) = (s\underline{1} - \underline{A}_G)^{-1} \underline{B}_{Gv} (s\underline{1} - \underline{A}_v)^{-1} \underline{x}_v(0) \quad (6.25)$$

La grandeur de sortie devient

$$Y(s) = \underline{c}^T \underline{X}(s) = \underline{c}^T (s\underline{1} - \underline{A}_G)^{-1} \underline{B}_{Gv} (s\underline{1} - \underline{A}_v)^{-1} \underline{x}_v(0) \quad (6.26)$$

$$Y(s) = \underline{c}^T (s\underline{1} - \underline{A}_G)^{-1} \underline{B}_{Gv} \cdot \frac{(s\underline{1} - \underline{A}_v)_{adj}}{\det(s\underline{1} - \underline{A}_v)} \cdot \underline{x}_v(0) \quad (6.27)$$

En introduisant le polynôme caractéristique $P(s)$ et la matrice $\underline{R}_G(s)$

$$\begin{aligned} P(s) &= \det(s\underline{1} - \underline{A}_G) \\ \underline{R}_G(s) &= (s\underline{1} - \underline{A}_G)_{adj} \end{aligned} \quad (6.28)$$

on peut alors écrire

$$Y(s) = \frac{1}{P(s) \cdot \det(s\underline{1} - \underline{A}_v)} \cdot Y''(s) \quad (6.29)$$

avec

$$Y''(s) = \underline{c}^T \underline{R}_G(s) \cdot (\underline{B}_v - \underline{b} \underline{k}_v^T) \cdot (s\underline{1} - \underline{A}_v)_{adj} \cdot \underline{x}_v(0) \quad (6.30)$$

où l'on a exprimé \underline{B}_{Gv} par la relation (6.22).

Il s'agit donc de déterminer le vecteur ligne \underline{k}_v^T de façon à ce qu'une partie des zéros de $Y''(s)$ compense les pôles introduits par l'observateur $\det(s\underline{1} - \underline{A}_v)$. Par conséquent, $Y''(s)$ peut se mettre sous la forme

$$Y''(s) = Q''(s) \cdot \det(s\underline{1} - \underline{A}_v) \quad (6.31)$$

où le polynôme $Q''(s)$ contient les zéros restants. Dans ce cas, la grandeur de sortie peut s'écrire

$$Y(s) = \frac{Q''(s)}{P(s)} \quad (6.32)$$

Le dénominateur de cette expression ne dépend plus de la matrice \underline{A}_v . Par conséquent, la perturbation variable ne possède plus d'influence sur la grandeur de sortie du système à régler. Cependant, il existe un phénomène transitoire qui dépend d'une part de $P(s)$ et d'autre part de $Q''(s)$.

D'après les relations (6.30) et (6.31), le polynôme $Q''(s)$ peut s'écrire

$$Q''(s) = \underline{c}^T \underline{R}_G(s) \cdot (\underline{B}_v - \underline{b} \underline{k}_v^T) \cdot (s\underline{1} - \underline{A}_v)^{-1} \cdot \underline{x}_v(0) \quad (6.33)$$

En développant le vecteur ligne \underline{c}^T selon (6.18), la matrice $\underline{R}_G(s)$ à l'aide de (6.28) et (6.22) et en déterminant $\underline{B}_v - \underline{b} \underline{k}_v^T$ selon (6.22), on obtient

$$Q''(s) = \frac{s}{T_{pE} T_1} \left[(1 + sT_{pE}) \cdot \underline{c}_v^T - \underline{k}_v^T \right] \cdot (s\underline{1} - \underline{A}_v)^{-1} \cdot \underline{x}_v(0) \quad (6.34)$$

Avec :

$$\begin{aligned} \underline{c}_v^T &= \begin{bmatrix} -1 & \underline{c}_{vk}^T & \dots \end{bmatrix} & \underline{c}_{vk}^T &= \begin{bmatrix} 0 & -1 \end{bmatrix} \\ \underline{k}_v^T &= \begin{bmatrix} k_{v0} & \underline{k}_{vk}^T & \dots \end{bmatrix} & \underline{k}_{vk}^T &= \begin{bmatrix} k_{vk1} & k_{vk2} \end{bmatrix} \\ \underline{x}_v(0) &= \begin{bmatrix} x_{v0}(0) \\ \underline{x}_{vk}(0) \\ \vdots \end{bmatrix} & \underline{x}_{vk}(0) &= \begin{bmatrix} x_{vk1}(0) \\ x_{vk2}(0) \end{bmatrix} \\ (s\underline{1} - \underline{A}_v)^{-1} &= \begin{bmatrix} 1 & \underline{0} & \dots \\ s & \underline{M}_k & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} & \underline{M}_k &= \frac{1}{s^2 + \omega_k^2} \begin{bmatrix} s & -\omega_k \\ \omega_k & s \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (6.35)$$

où k exprime le numéro d'harmonique défini par les équations d'état du modèle de perturbation (6.1). On voit que la relation (6.34) peut s'écrire séparément pour chaque harmonique.

$$\begin{aligned}
 Q''(s) = & -\frac{s}{T_{pE}T_1} \cdot [(1 + sT_{pE}) + k_{v0}] \cdot \frac{1}{s} x_{v0}(0) + \\
 & + \sum_k \frac{s}{T_{pE}T_1} \cdot \frac{1}{s^2 + \omega_k^2} [\omega_k (k_{vk1}x_{vk2}(0) - k_{vk2}x_{vk1}(0) - x_{vk1}(0)) - \\
 & - s \cdot (k_{vk1}x_{vk1}(0) + k_{vk2}x_{vk2}(0) + x_{vk2}(0) + T_{pE}\omega_k x_{vk1}(0)) - \\
 & - s^2 \cdot T_{pE}x_{vk2}(0)]
 \end{aligned} \tag{6.36}$$

En examinant la relation (6.36), on remarque qu'il est possible de simplifier les dénominateurs en s et en $(s^2 + \omega_k^2)$ en posant

$$\begin{aligned}
 k_{v0} &= -1 \\
 k_{vk1} &= -\omega_k T_{pE} \\
 k_{vk2} &= -1
 \end{aligned} \tag{6.37}$$

Ainsi, le polynôme $Q''(s)$ devient

$$Q''(s) = -\frac{s}{T_1} \cdot \left[x_{v0}(0) + \sum_k x_{vk2}(0) \right] \tag{6.38}$$

et le vecteur ligne de l'intervention directe de la grandeur de perturbation vaut :

$$\underline{k}_v^T = \begin{bmatrix} -1 & \underline{k}_{vk}^T & \dots \end{bmatrix} \quad \underline{k}_{vk}^T = \begin{bmatrix} -\omega_k T_{pE} & -1 \end{bmatrix} \tag{6.39}$$

A noter que le choix des coefficients de l'intervention directe de la perturbation selon (6.37) provoque une anticipation, de sorte que le réglage d'état permette de compenser les perturbations variables.

6.2.6 Détermination des coefficients de la contre-réaction d'état

A partir de la matrice \underline{A}_G donnée par la relation (6.22), on peut écrire l'équation caractéristique du système global fermé.

$$P(s) = \det(s\underline{1} - \underline{A}_G) = s^3 + s^2 \frac{1}{T_{pE}} + s \frac{k_n}{T_{pE}T_1} + \frac{k_R}{T_{pE}T_1T_i} = 0 \tag{6.40}$$

Dans le but d'imposer les pôles de l'équation caractéristique en boucle fermée à l'aide des coefficients de la contre-réaction d'état k_n et k_R , on écrit le polynôme caractéristique (6.40) sous la forme

$$P(s) = (s - p_1)(s - p_2)(s - p_3) = s^3 + \alpha_2 \cdot s^2 + \alpha_1 \cdot s + \alpha_0 \tag{6.41}$$

avec : $\alpha_2 = -(p_1 + p_2 + p_3)$

$$\alpha_1 = p_1p_2 + p_1p_3 + p_2p_3 \tag{6.42}$$

$$\alpha_0 = -p_1p_2p_3$$

Le calcul des coefficients de la contre-réaction d'état se fait par identification terme à terme des coefficients du polynôme caractéristique $P(s)$ selon (6.40) et (6.41). De cette manière, on obtient une condition sur le choix des pôles.

$$p_1 + p_2 + p_3 = -\frac{1}{T_{pE}} \quad (6.43)$$

L'imposition des pôles se fait de manière à obtenir un amortissement absolu minimal et un amortissement relatif convenable. L'amortissement relatif optimal est caractérisé par deux pôles complexes conjugués possédant une valeur imaginaire égale à la valeur réelle. Evidemment, l'amortissement absolu minimal doit être compatible avec la condition (6.43). On impose donc la même partie réelle à tous les pôles. La disposition des pôles dans le plan complexe est représentée à la figure 6.3 selon le choix optimal des pôles (6.44).

$$p_{1,2} = -\rho \pm j\rho ; \quad p_3 = -\rho \quad (6.44)$$

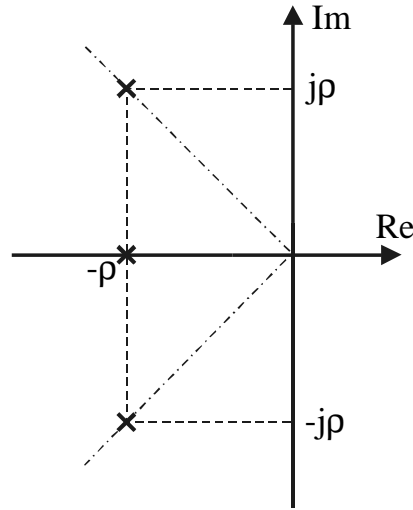


Fig. 6.3 Imposition optimale des pôles.

La condition (6.43) et l'imposition optimale (6.44) permettent de déterminer les trois pôles.

$$\rho = \frac{1}{3T_{pE}} \quad (6.45)$$

Finalement, on obtient pour les coefficients de la contre-réaction d'état

$$\begin{aligned} k_n &= \frac{4}{9} \cdot \frac{T_1}{T_{pE}} \\ \frac{k_R}{T_i} &= \frac{2}{27} \cdot \frac{T_1}{T_{pE}^2} \end{aligned} \quad (6.46)$$

6.2.7 Intervention directe de la grandeur de consigne

Le coefficient k_w de l'intervention directe de la grandeur de consigne n'est pas déterminé par l'imposition des pôles. Il faut donc appliquer d'autres critères.

On peut par exemple exiger que le régulateur intégrateur n'intervienne pas en régime établi et en absence de perturbation. Malheureusement, l'expérience montre qu'on obtient ainsi un dépassement important pour la réponse indicielle par rapport à la grandeur de consigne. En général, un tel dimensionnement n'est pas favorable [17].

Une autre possibilité consiste à dimensionner le coefficient k_w de façon à compenser un pôle du système global fermé. En effet, la fonction de transfert du système global fermé par rapport à la grandeur de consigne $G_w(s)$ est donnée par [17]

$$G_w(s) = \frac{1}{\det(s\mathbf{I} - \underline{A}_G)} \underline{c}^T (s\mathbf{I} - \underline{A}_G)_{adj} \underline{b}_{Gw} \quad (6.47)$$

A l'aide des relations (6.22), on obtient

$$G_w(s) = \frac{\frac{1}{T_{pE} T_1} \left(s k_w + \frac{k_R}{T_i} \right)}{\det(s\mathbf{I} - \underline{A}_G)} \quad (6.48)$$

On voit que la fonction de transfert $G_w(s)$ possède un zéro n_1 , donné par

$$n_1 = -\frac{k_R}{k_w T_i} \quad (6.49)$$

Le coefficient de l'intervention directe de la grandeur de consigne est déterminé de façon à ce que le zéro de la fonction de transfert n_1 compense le pôle $p_3 = -\rho$. A l'aide des relations (6.45) et (6.46), on obtient

$$k_w = \frac{2}{9} \cdot \frac{T_1}{T_{pE}} \quad (6.50)$$

6.2.8 Structure du régulateur d'état

Comme le réglage de vitesse est réalisé par programmation, il s'agit donc d'un régulateur d'état digital. Pour bénéficier du dimensionnement continu effectué jusqu'ici, on fait appel à un traitement pseudo-continu. Les coefficients du régulateur digital K_w , K_R , K_n s'obtiennent à partir des coefficients k_w , k_R et k_n par les relations suivantes [17]

$$\begin{aligned} T_i &= T_E \\ K_w &= k_w + \frac{k_R}{2} \\ K_R &= k_R \\ K_n &= k_n + \frac{k_R}{2} \end{aligned} \quad (6.51)$$

La structure du régulateur d'état digital est représentée à la figure 6.4. Evidemment, le signal de sortie m_{ec} doit être limité. Comme dans le cas du régulateur standard, la limitation de la consigne de couple peut se faire en fonction de la vitesse de manière à garantir la caractéristique optimale définie au paragraphe 3.5.4. Lorsque la sortie est en limitation, il est nécessaire de corriger la composante intégrale. Dans ce but, on fait appel à un écart de réglage fictif $e_{lim}[k]$, déterminé de manière à obtenir une grandeur de sortie fictive m'_{ec} égale à la valeur limite.

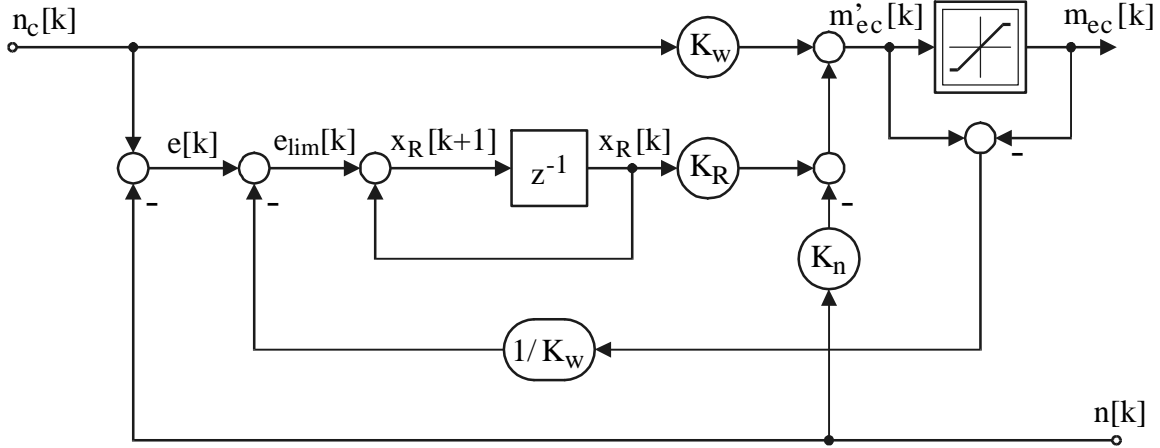


Fig. 6.4 Schéma bloc du régulateur d'état digital avec limitation et correction de la composante intégrale.

Avant de déterminer numériquement les coefficients du régulateur d'état digital, on rappelle la valeur des différentes constantes de temps. La constante de temps mécanique T_1 comprend également l'inertie de la série de frein.

$$T_E = 200 \mu s \quad T_{pE} = 1.04 \text{ ms} \quad T_1 = 4.11 \text{ ms} \quad (6.52)$$

Ainsi, à l'aide des relations (6.46) et (6.50) on obtient

$$\begin{aligned} k_n &= \frac{4}{9} \cdot \frac{4.11 \cdot 10^{-3}}{1.04 \cdot 10^{-3}} = 1.756 \\ \frac{k_R}{T_i} &= \frac{2}{27} \cdot \frac{4.11 \cdot 10^{-3}}{(1.04 \cdot 10^{-3})^2} = 281.5 \\ k_w &= \frac{2}{9} \cdot \frac{4.11 \cdot 10^{-3}}{1.04 \cdot 10^{-3}} = 0.878 \end{aligned} \quad (6.53)$$

Finalement, avec $T_i = T_E$ et les relations (6.51), on peut déterminer tous les coefficients du régulateur d'état numérique.

$$K_R = 0.0563 \quad K_n = 1.784 \quad K_w = 0.906 \quad (6.54)$$

6.3 IMPOSITION DES POLES DE L'OBSERVATEUR

6.3.1 Fonction de transfert en boucle fermée

Pour commencer, on reprend la structure de l'observateur pour perturbation variable donnée par le schéma bloc de la figure 6.5. Afin d'observer le vecteur \underline{x}_v du modèle d'état de perturbation, on doit ajouter les blocs correspondant au niveau du diagramme structural de l'observateur (en bas de la figure 6.5). A la dérivée du vecteur observé $\hat{\underline{x}}_v$, il faut ajouter une intervention provenant de l'écart d'observation $(n - \hat{n})$ par l'intermédiaire du vecteur \underline{l}_b . Comme on le verra, le comportement dynamique de l'observateur peut être influencé par le coefficient de contre-réaction k_b et par le vecteur de contre-réaction \underline{l}_b . Ces derniers seront déterminés par l'imposition des pôles de la fonction de transfert en boucle fermée \hat{m}_v / m_v .

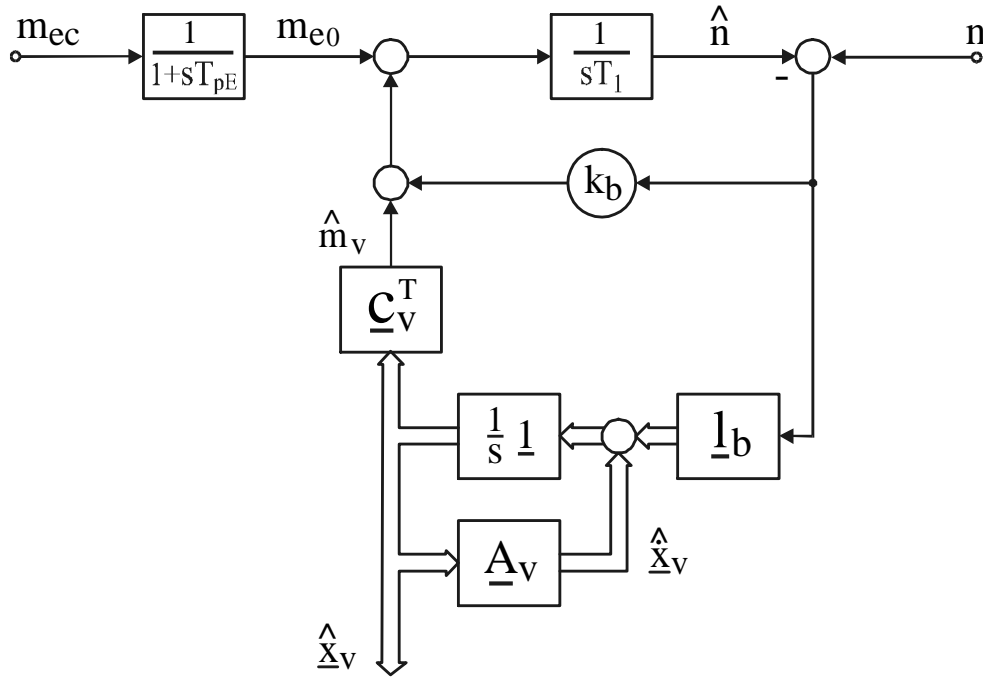


Fig. 6.5 Structure de l'observateur pour perturbation variable.

En première approximation, on considérera que la petite constante de temps résultante T_{pE} et la constante de temps dominante T_l introduites dans le diagramme structural de l'observateur sont rigoureusement égales à leur homologue du système réel. Cette hypothèse permet de simplifier l'analyse du comportement dynamique de l'observateur ainsi que les considérations permettant de déterminer le vecteur de contre-réaction \underline{l}_b et k_b . Plus tard, on montrera l'influence d'une mauvaise adaptation de ces deux constantes de temps.

A l'aide du schéma bloc de la figure 6.5, on peut écrire pour la vitesse observée

$$\hat{n} = \frac{1}{sT_1} [m_{e0} + \hat{m}_v + k_b(n - \hat{n})] \quad (6.55)$$

Et, avec

$$\hat{m}_v = \underline{c}_v^T \hat{\underline{x}}_v = \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)^{-1} \underline{l}_b (n - \hat{n}) \quad (6.56)$$

on obtient

$$\hat{n} = \frac{1}{sT_1} [m_{e0} + \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)^{-1} \underline{l}_b (n - \hat{n}) + k_b(n - \hat{n})] \quad (6.57)$$

En ce qui concerne le système à régler, on a

$$n = \frac{1}{sT_1} [m_{e0} + m_v] \quad (6.58)$$

En soustrayant (6.57) de (6.58), on peut écrire pour le couple de perturbation

$$m_v = \frac{1}{sT_1} (n - \hat{n}) \cdot [sT_1 + k_b + \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)^{-1} \underline{l}_b] \quad (6.59)$$

A l'aide des relations (6.59) et (6.56), on obtient la fonction de transfert de l'observateur pour perturbation variable en boucle fermée.

$$\frac{\hat{m}_v}{m_v} = \frac{\underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)^{-1} \underline{l}_b}{sT_1 + k_b + \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)^{-1} \underline{l}_b} \quad (6.60)$$

Après quelques transformations, cette fonction de transfert peut s'écrire

$$\frac{\hat{m}_v}{m_v} = \frac{N_v(s)}{D_v(s)} = \frac{\frac{1}{T_1} \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)_{adj} \cdot \underline{l}_b}{\left(s + \frac{k_b}{T_1}\right) \det(s\mathbf{1} - \underline{A}_v) + \frac{1}{T_1} \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)_{adj} \cdot \underline{l}_b} \quad (6.61)$$

Le comportement dynamique de l'observateur pour perturbation variable est entièrement décrit par cette fonction de transfert. Ainsi, les pôles de l'observateur sont donnés par les zéros du polynôme caractéristique $D_v(s)$. L'ordre de ce polynôme va dépendre de l'ordre du modèle de perturbation, donc du nombre d'harmoniques que l'on désire observer.

En considérant l'analyse spectrale du couple de perturbation m_v donnée à la figure 5.10, il paraît judicieux d'observer, en plus de la composante continue et de l'onde fondamentale, les harmoniques 2, 3 et 6.

6.3.2 Détermination du coefficient et du vecteur de contre-réaction

Si l'on désire observer la composante continue, l'onde fondamentale et les harmoniques 2, 3 et 6 de la perturbation de couple, les éléments du modèle de perturbation (6.3) et (6.4) deviennent

$$(s\mathbf{1} - \mathbf{A}_v) = \begin{bmatrix} s & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & s & \omega & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\omega & s & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s & 2\omega & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -2\omega & s & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s & 3\omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -3\omega & s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s & 6\omega \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -6\omega & s \end{bmatrix}; \quad \mathbf{l}_b = \begin{bmatrix} l_{b1} \\ l_{b2} \\ l_{b3} \\ l_{b4} \\ l_{b5} \\ l_{b6} \\ l_{b7} \\ l_{b8} \\ l_{b9} \end{bmatrix} \quad (6.62)$$

$$\mathbf{c}_v^T = [-1 \quad 0 \quad -1 \quad 0 \quad -1 \quad 0 \quad -1 \quad 0 \quad -1]$$

En introduisant (6.62) dans le dénominateur de la fonction de transfert (6.61), on obtient un polynôme $D_v(s)$ d'ordre 10 et dont les coefficients sont fonction de k_b , \mathbf{l}_b , T_1 et ω .

$$D_v(s) = s^{10} + \frac{k_b}{T_1} s^9 + \gamma_8 s^8 + \gamma_7 s^7 + \dots + \gamma_0 \quad (6.63)$$

Comme le développement analytique des coefficients du polynôme $D_v(s)$ est relativement long, on a recours à la notation matricielle.

$$\underline{\gamma} = \underline{M}_v(\omega) \cdot \mathbf{l}_b + \underline{u}_v(\omega) \quad (6.64)$$

où le vecteur $\underline{\gamma}$ est formé par les 9 derniers coefficients du polynôme $D_v(s)$. On peut déterminer analytiquement la matrice $\underline{M}_v(\omega)$ et le vecteur $\underline{u}_v(\omega)$ à l'aide d'un logiciel comme MapleV.

$$\underline{\gamma} = \begin{bmatrix} \gamma_8 \\ \gamma_7 \\ \gamma_6 \\ \gamma_5 \\ \gamma_4 \\ \gamma_3 \\ \gamma_2 \\ \gamma_1 \\ \gamma_0 \end{bmatrix}; \quad \underline{u}_v(\omega) = \frac{1}{T_1} \begin{bmatrix} 50 \cdot T_1 \omega^2 \\ 50 \cdot k_b \omega^2 \\ 553 \cdot T_1 \omega^4 \\ 553 \cdot k_b \omega^4 \\ 1800 \cdot T_1 \omega^6 \\ 1800 \cdot k_b \omega^6 \\ 1296 \cdot T_1 \omega^8 \\ 1296 \cdot k_b \omega^8 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (6.65)$$

$$\underline{M}_v(\omega) = -\frac{1}{T_1} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & \omega & 0 & 2\omega & 0 & 3\omega & 0 & 6\omega & 0 \\ 50\omega^2 & 0 & 49\omega^2 & 0 & 46\omega^2 & 0 & 41\omega^2 & 0 & 14\omega^2 \\ 0 & 49\omega^3 & 0 & 92\omega^3 & 0 & 123\omega^3 & 0 & 84\omega^3 & 0 \\ 553\omega^4 & 0 & 504\omega^4 & 0 & 369\omega^4 & 0 & 184\omega^4 & 0 & 49\omega^4 \\ 0 & 504\omega^5 & 0 & 738\omega^5 & 0 & 552\omega^5 & 0 & 294\omega^5 & 0 \\ 1800\omega^6 & 0 & 1296\omega^6 & 0 & 324\omega^6 & 0 & 144\omega^6 & 0 & 36\omega^6 \\ 0 & 1296\omega^7 & 0 & 648\omega^7 & 0 & 432\omega^7 & 0 & 216\omega^7 & 0 \\ 1296\omega^8 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (6.66)$$

Lorsque l'on impose les dix pôles p_1, p_2, \dots, p_{10} on peut exprimer l'équation caractéristique par

$$D_v(s) = (s - p_1) \cdot (s - p_2) \dots (s - p_{10}) = s^{10} + \alpha_9 s^9 + \dots + \alpha_1 s + \alpha_0 = 0 \quad (6.67)$$

En identifiant les polynômes dans (6.67) et (6.63), on voit que

$$\gamma_i = \alpha_i \quad i = 0, 1, \dots, 10 \quad (6.68)$$

D'une part, selon le théorème de Viète, le coefficient α_9 est égal à la somme des pôles mais de signe opposé. D'autre part, le coefficient γ_9 est donné dans (6.63). En égalant α_9 et γ_9 , on obtient une relation pour déterminer le coefficient de contre-réaction k_b .

$$\frac{k_b}{T_1} = \gamma_9 = -\sum_{k=1}^{10} p_k \quad (6.69)$$

Ensuite, à partir de (6.64), on peut déterminer le vecteur de contre-réaction \underline{l}_b

$$\underline{l}_b = \underline{M}_v^{-1}(\omega) \cdot (\underline{\gamma} - \underline{u}_v(\omega)) \quad (6.70)$$

En résumé, pour une vitesse angulaire ω donnée, la détermination de k_b et \underline{l}_b commence par l'imposition des dix pôles de la fonction de transfert en boucle fermée de l'observateur. Le coefficient k_b est directement donné par la relation (6.69). Ensuite, on détermine les coefficients α_i selon (6.67). Le vecteur $\underline{\gamma}$ est déterminé par les coefficients α_i et le vecteur $\underline{u}_v(\omega)$ par la relation (6.65). Finalement, on détermine le vecteur de contre-réaction \underline{l}_b par la relation (6.70). L'inverse de la matrice $\underline{M}_v(\omega)$ est déterminée analytiquement à l'aide du logiciel MapleV et donnée par la relation (6.71).

$$\underline{M}_v^{-1}(\omega) = T_1 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{1296\omega^8} \\ 0 & \frac{1}{840\omega} & 0 & -\frac{1}{840\omega^3} & 0 & \frac{1}{840\omega^5} & 0 & -\frac{1}{840\omega^7} & 0 \\ \frac{1}{840} & 0 & -\frac{1}{840\omega^2} & 0 & \frac{1}{840\omega^4} & 0 & -\frac{1}{840\omega^6} & 0 & \frac{1}{840\omega^8} \\ 0 & -\frac{1}{15\omega} & 0 & \frac{1}{60\omega^3} & 0 & -\frac{1}{240\omega^5} & 0 & \frac{1}{960\omega^7} & 0 \\ -\frac{2}{15} & 0 & \frac{1}{30\omega^2} & 0 & -\frac{1}{120\omega^4} & 0 & \frac{1}{480\omega^6} & 0 & -\frac{1}{1920\omega^8} \\ 0 & \frac{9}{40\omega} & 0 & -\frac{1}{40\omega^3} & 0 & \frac{1}{360\omega^5} & 0 & -\frac{1}{3240\omega^7} & 0 \\ \frac{27}{40} & 0 & -\frac{3}{40\omega^2} & 0 & \frac{1}{120\omega^4} & 0 & -\frac{1}{1080\omega^6} & 0 & \frac{1}{9720\omega^8} \\ 0 & -\frac{9}{35\omega} & 0 & \frac{1}{140\omega^3} & 0 & -\frac{1}{5040\omega^5} & 0 & \frac{1}{181440\omega^7} & 0 \\ -\frac{54}{35} & 0 & \frac{3}{70\omega^2} & 0 & -\frac{1}{840\omega^4} & 0 & \frac{1}{30240\omega^6} & 0 & -\frac{1}{1088640\omega^8} \end{bmatrix} \quad (6.71)$$

6.3.3 Réponse harmonique

En imposant les dix pôles de l'observateur, on définit entièrement sa fonction de transfert en boucle fermée (6.61). En effet, le dénominateur $D_v(s)$ est donné par

$$D_v(s) = (s - p_1) \cdot (s - p_2) \cdot \dots \cdot (s - p_{10}) \quad (6.72)$$

Et, à partir de la fonction de transfert (6.61) et de la relation (6.69), on peut déterminer le numérateur $N_v(s)$.

$$N_v(s) = D_v(s) - \left(s - \sum_{k=1}^{10} p_k \right) \det(s\mathbf{1} - \underline{A}_v) \quad (6.73)$$

avec :

$$\det(s\mathbf{1} - \underline{A}_v) = s \cdot (s^8 + 50s^6\omega^2 + 553s^4\omega^4 + 1800s^2\omega^6 + 1296\omega^8) \quad (6.74)$$

A l'aide des relations (6.72) et (6.73), on peut tracer la réponse harmonique de la fonction de transfert de l'observateur en boucle fermée à partir de n'importe quelle imposition des dix pôles de l'observateur. Les figures 6.6 à 6.8 montrent la réponse harmonique pour trois impositions différentes des pôles. Dans les trois cas, la vitesse de référence pour les calculs vaut $\omega = 20$ rad/s. L'imposition de la figure 6.6 consiste à placer tous les pôles à la valeur réelle -40 . Selon (6.74), les neuf pôles du modèle de perturbation se trouvent sur l'axe imaginaire. Il y a quatre paires de pôles complexes conjuguées dont les parties imaginaires se trouvent aux valeurs des harmoniques que l'on désire observer et un pôle à l'origine. L'imposition de la figure 6.7 consiste à déplacer horizontalement les neuf pôles du modèle de perturbation vers la gauche sur une droite verticale à -40 en imposant les mêmes parties réelles. Le dixième pôle est placé sur le pôle réel. Enfin, dans l'imposition de la figure 6.8, on déplace également les pôles du modèle de perturbation horizontalement mais, cette fois, sur deux droites à 45° . Les deux pôles réels sont placés à la valeur -40 .

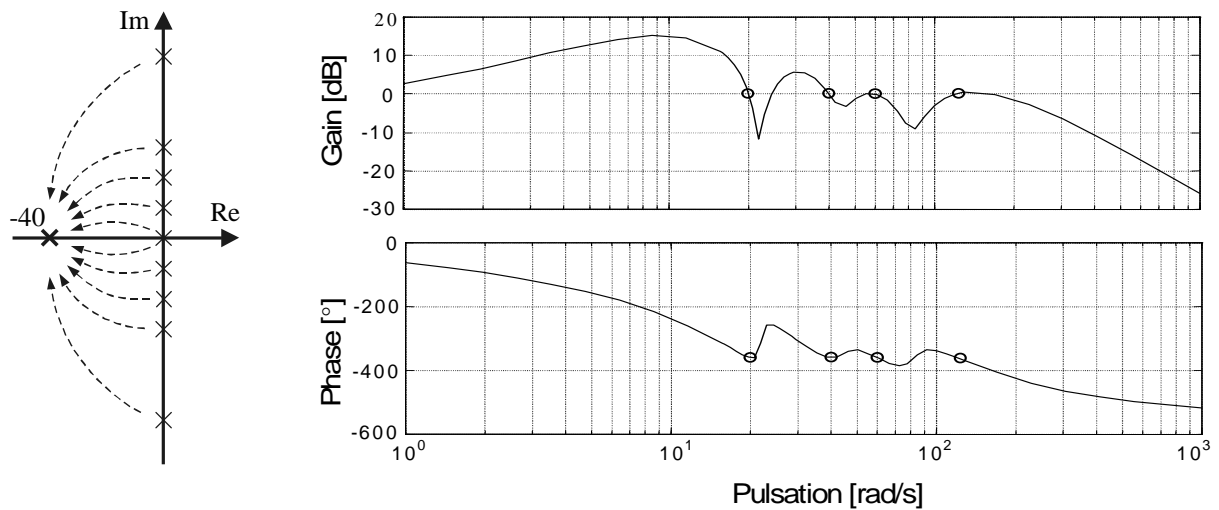


Fig. 6.6 Réponse harmonique donnée par l'imposition des pôles (à gauche).

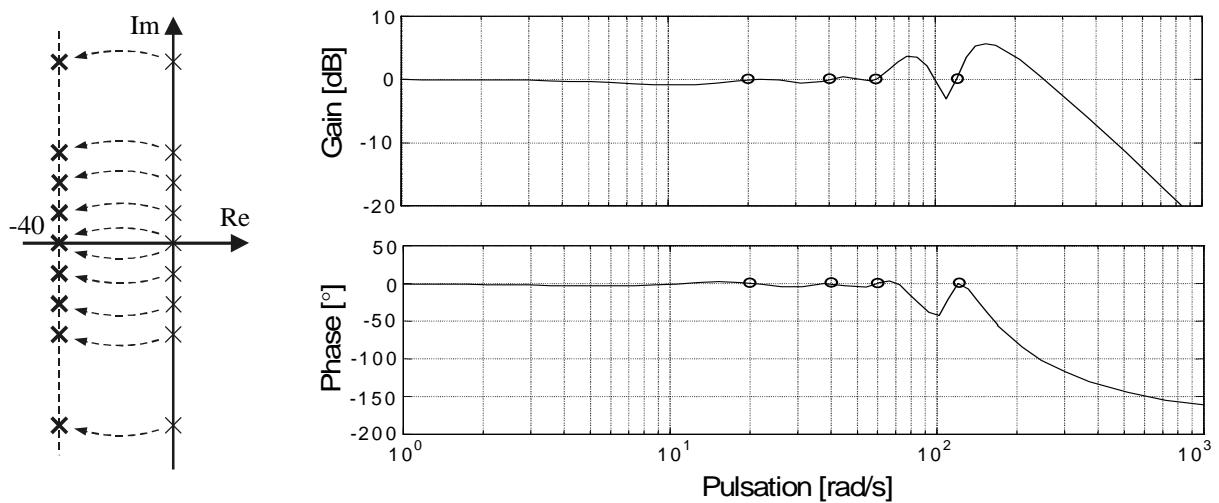


Fig. 6.7 Réponse harmonique donnée par l'imposition des pôles (à gauche).

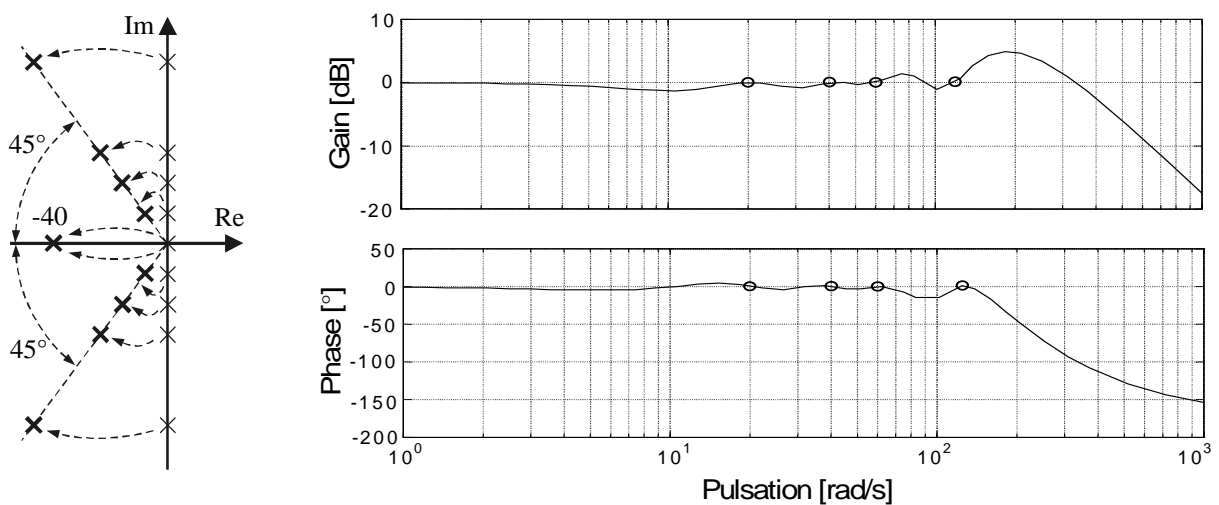


Fig. 6.8 Réponse harmonique donnée par l'imposition des pôles (à gauche).

En examinant les figures 6.6, 6.7 et 6.8, on constate que pour les trois impositions des pôles, le gain de la fonction de transfert en boucle fermée vaut bien 0 dB à la vitesse de référence de $\omega = 20$ rad/s (fondamentale) ainsi qu'aux harmoniques 2, 3 et 6 (respectivement $\omega = 40, 60$ et 120 rad/s). A ces points, le déphasage vaut -360° pour l'imposition de la figure 6.6 et 0° dans les deux autres cas. Néanmoins, les stratégies consistant à déplacer horizontalement les pôles du modèle de perturbation donnent de meilleurs résultats. L'imposition de la figure 6.6 où tous les pôles sont réels, provoque une grande amplification des ondulations à basse fréquence qui peut dégrader les performances de l'observateur lors de variations du couple de charge par exemple.

6.3.4 Lieu des pôles

A noter que la fonction de transfert en boucle fermée de l'observateur (6.61) dépend de la vitesse. Par conséquent, l'imposition des pôles n'est valable que pour la vitesse de référence avec laquelle on a déterminé le coefficient k_b et le vecteur de contre-réaction \underline{l}_b . Dans ce paragraphe, on regardera comment se déplacent les pôles dans le plan complexe lorsque la vitesse varie.

Dans ce but, on détermine d'abord les coefficients de contre-réaction à partir d'une imposition des pôles à une vitesse de référence donnée à l'aide des relations (6.69) et (6.70). Ensuite, on pourra tracer le lieu des pôles de l'équation caractéristique de l'observateur en boucle fermée (6.75) avec la vitesse angulaire du moteur ω comme paramètre variable.

$$D_v(s) = \left(s + \frac{k_b}{T_1} \right) \det(s\underline{1} - \underline{A}_v(\omega)) + \frac{1}{T_1} \underline{c}_v^T (s\underline{1} - \underline{A}_v(\omega))_{adj} \cdot \underline{l}_b = 0 \quad (6.75)$$

Les figures 6.9 à 6.11 représentent le lieu des pôles lorsque la vitesse angulaire varie entre 10 rad/s et 30 rad/s. Les coefficients de contre-réaction sont déterminés pour une vitesse de référence de $\omega = 20$ rad/s selon les trois impositions décrites au paragraphe précédent. En règle générale, on constate que plus la vitesse s'éloigne de la vitesse de référence de l'imposition des pôles, plus les pôles se déplacent vers la partie réelle positive du plan complexe. Dans le cas de la figure 6.9, deux des pôles atteignent une valeur réelle positive pour une vitesse angulaire de 10 rad/s. Ce qui implique une instabilité de l'observateur de perturbation.

La figure 6.12 représente le lieu des pôles lorsque la vitesse varie entre 19 et 21 rad/s. A la vitesse de référence ($\omega = 20$ rad/s), les pôles sont placés sur une droite verticale à -40 , comme pour le lieu des pôles de la figure 6.10. Cette figure illustre la rapidité de déplacement des pôles même pour une très faible variation de vitesse. En analysant plusieurs configurations dans l'imposition des pôles, on a remarqué que le déplacement des pôles en fonction de la vitesse est plus faible si on les place plus près de l'axe imaginaire.

A l'issue de ce travail, on n'a pas trouvé de critères précis concernant le choix de l'imposition des pôles de l'observateur en boucle fermé. Cependant, on sait qu'il est favorable de déplacer horizontalement les pôles du modèle de perturbation et de ne pas imposer des parties réelles trop éloignées de l'axe imaginaire. Au paragraphe 6.3.6, on donnera une limite absolue à l'éloignement des pôles liée à la période d'échantillonnage de l'observateur digital.

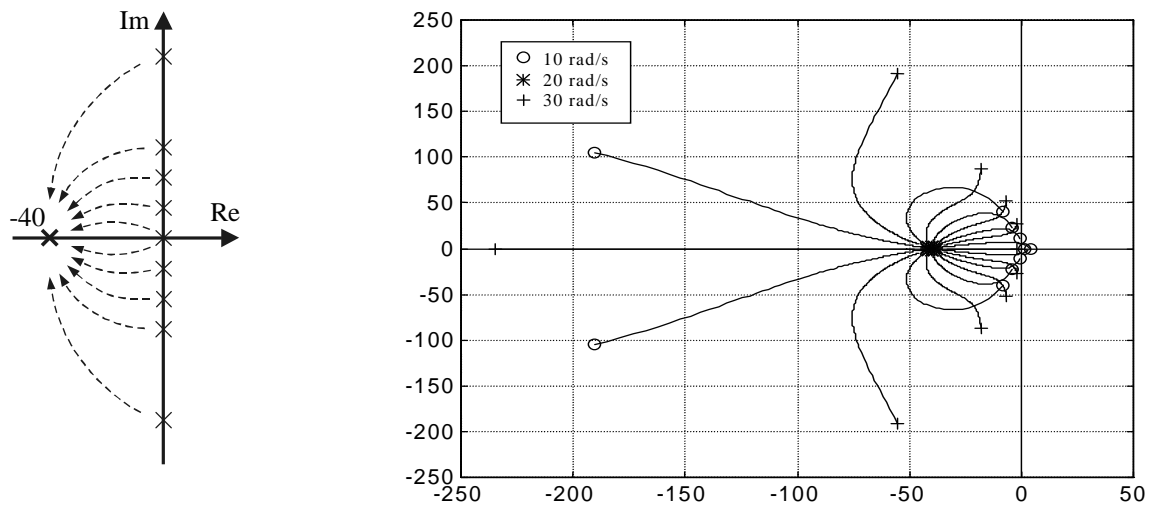


Fig. 6.9 Lieu des pôles selon l'imposition (à gauche) pour $\omega = 20$ rad/s.

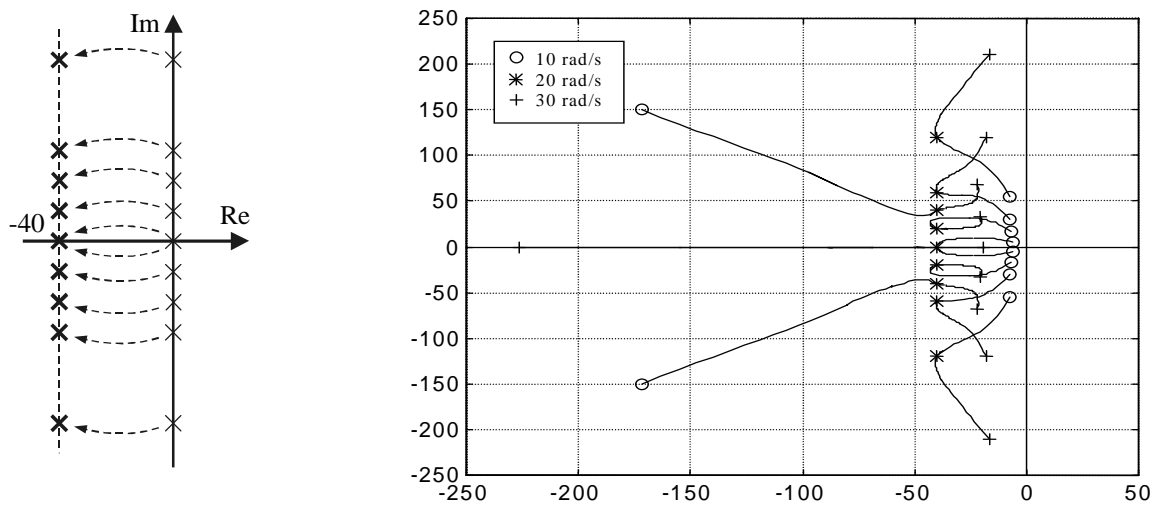


Fig. 6.10 Lieu des pôles selon l'imposition (à gauche) pour $\omega = 20$ rad/s.

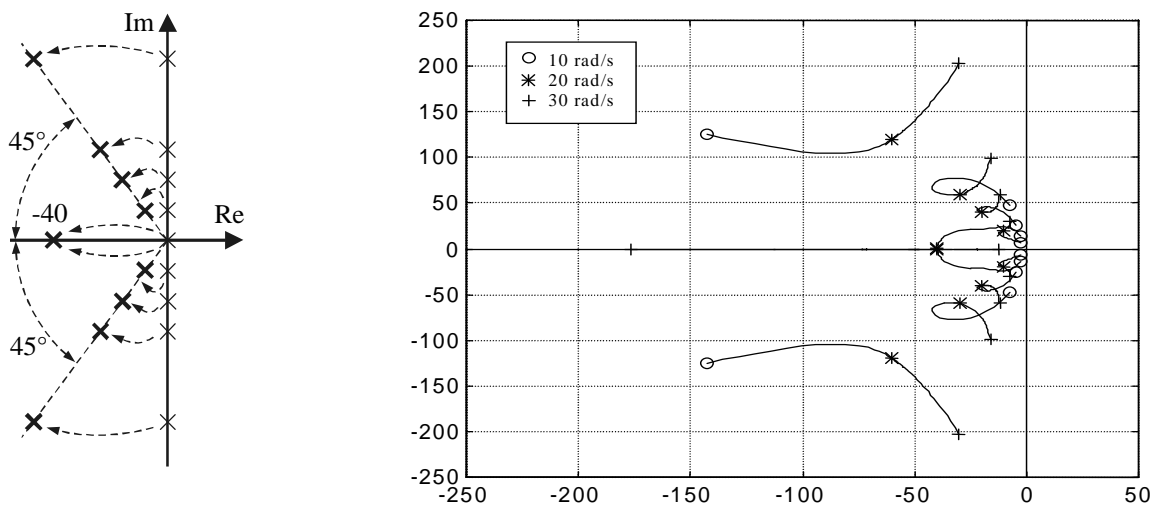


Fig. 6.11 Lieu des pôles selon l'imposition (à gauche) pour $\omega = 20$ rad/s.

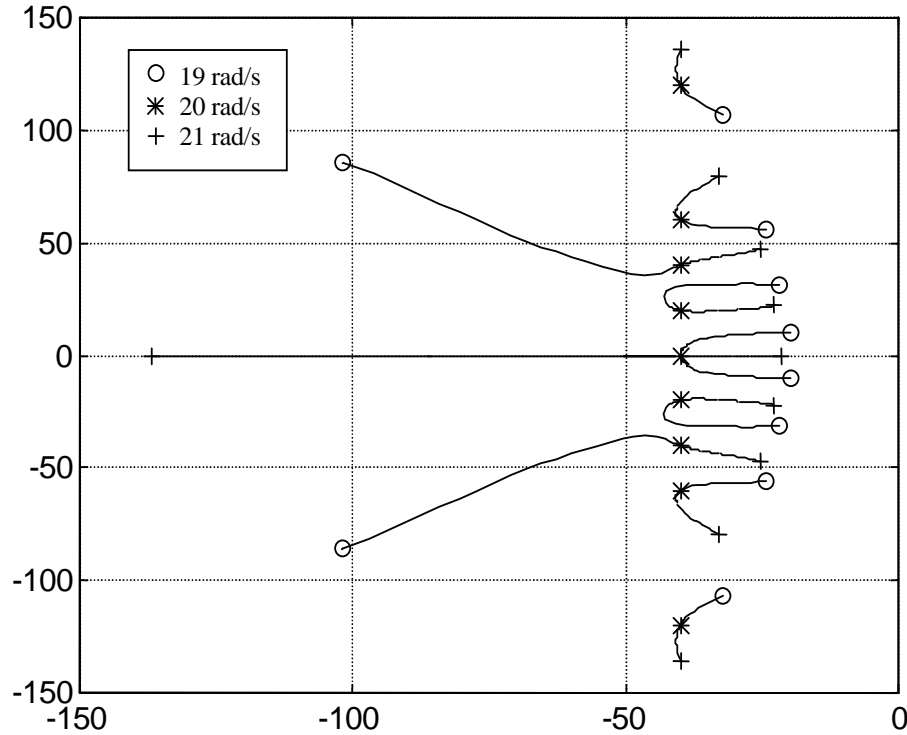


Fig. 6.12 Lieu des pôles pour une variation de vitesse angulaire de 19 à 21 rad/s.

6.3.5 Vecteur de contre-réaction variable

Les analyses du paragraphe précédent ont mis en évidence que les pôles, imposés pour une vitesse de référence fixe, se déplacent rapidement en fonction de la vitesse. Il est donc très difficile de garantir la stabilité de l'observateur pour un large domaine de vitesse. Pour écarter cette difficulté, on a recours à des coefficients de contre-réaction variables en fonction de la vitesse. De cette manière, on peut suivre une imposition des pôles donnée, quelle que soit la vitesse du moteur.

La figure 6.13 montre l'évolution du coefficient de contre-réaction k_b ainsi que les neuf composantes du vecteur de contre-réaction \mathbf{l}_b en fonction de la vitesse du moteur. L'imposition dynamique des pôles correspondante consiste à maintenir toutes les parties réelles à la valeur -40 et de laisser les parties imaginaires suivre les fréquences du modèle de perturbation. Malheureusement, cette méthode implique des coefficients si élevés à faible vitesse qu'elle n'est pas réalisable. Il faut donc rapprocher les pôles de l'axe imaginaire pour les faibles vitesses.

La figure 6.14 montre l'évolution des coefficients de contre-réaction lorsque l'on impose la partie réelle des pôles à la valeur de la vitesse angulaire ω en prenant soin de limiter cette valeur à -50 . Cette fois, la valeur des coefficients de contre-réaction reste dans des limites acceptables. Cependant, on remarque une cassure des courbes lorsque la vitesse atteint la valeur de limitation à 50 rad/s.

Pour diminuer l'effet de cassure et faire en sorte que les coefficients varient le moins possible, on peut imposer la partie réelle des pôles du modèle de perturbation à la moitié de leur partie imaginaire. Les deux pôles réels sont imposés à la valeur de $-\omega$. La partie réelle des pôles est également limitée à -50 . De cette manière, la limitation n'intervient pas sur tous les pôles en même temps. L'allure des coefficients de contre-réaction correspondants est présentée à la figure 6.15 et l'imposition des pôles est détaillée à la figure 6.16.

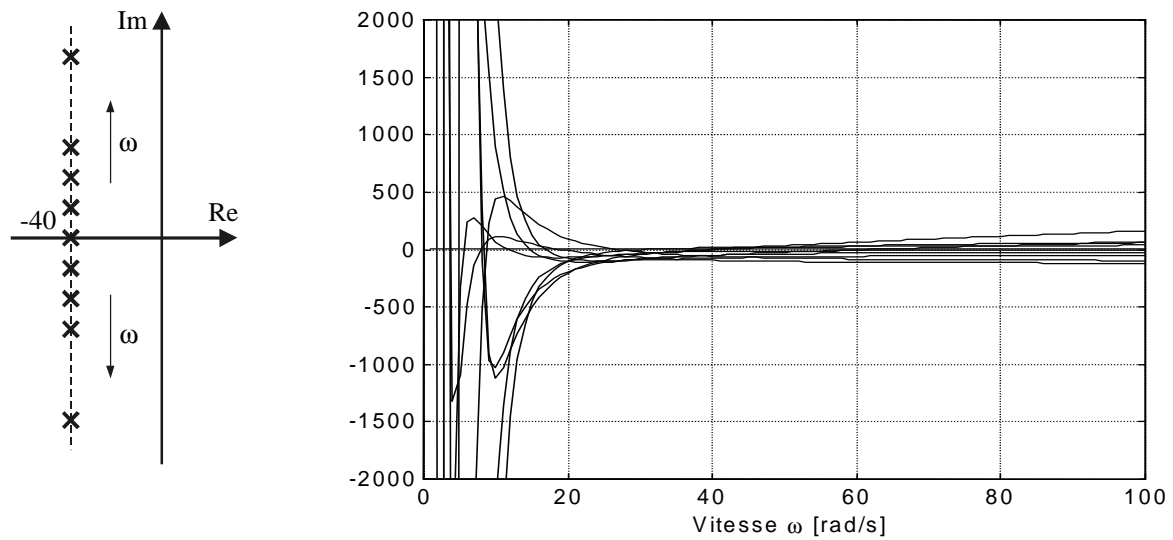


Fig. 6.13 Variation des coefficients de contre réaction.

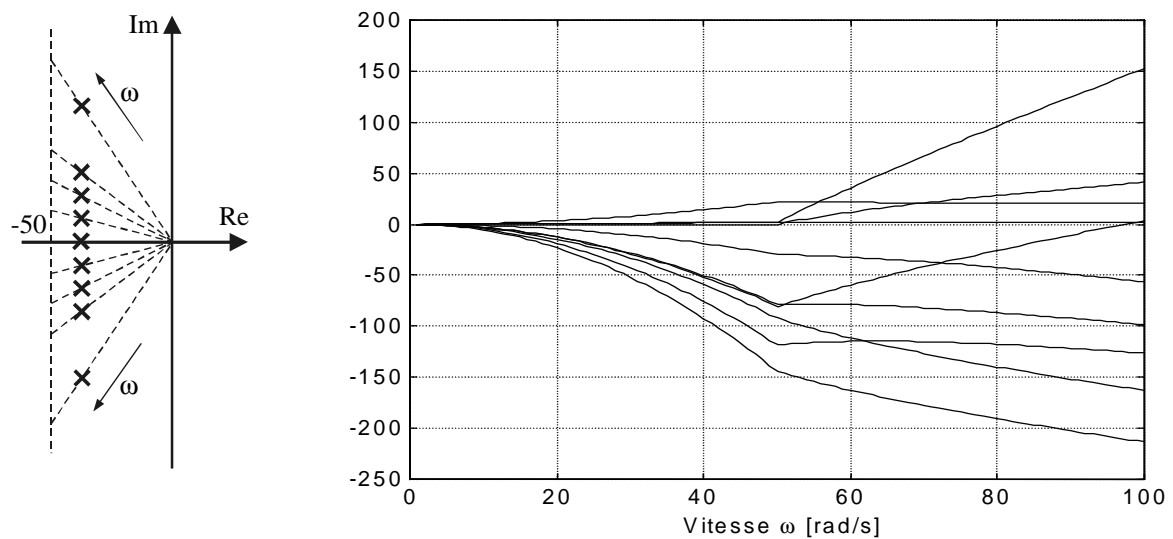


Fig. 6.14 Variation des coefficients de contre réaction.

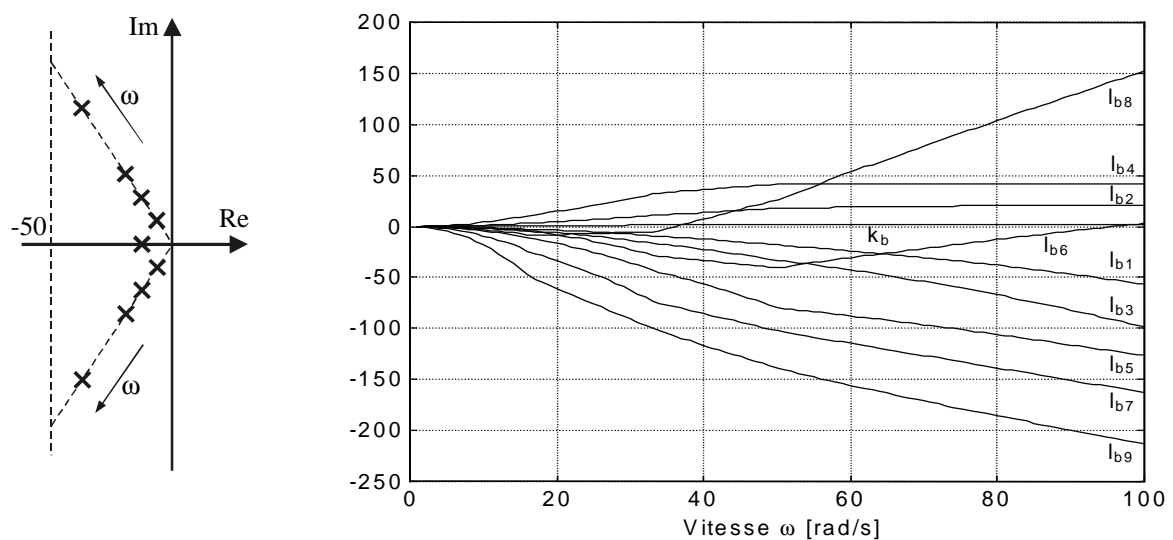


Fig. 6.15 Variation des coefficients de contre réaction.

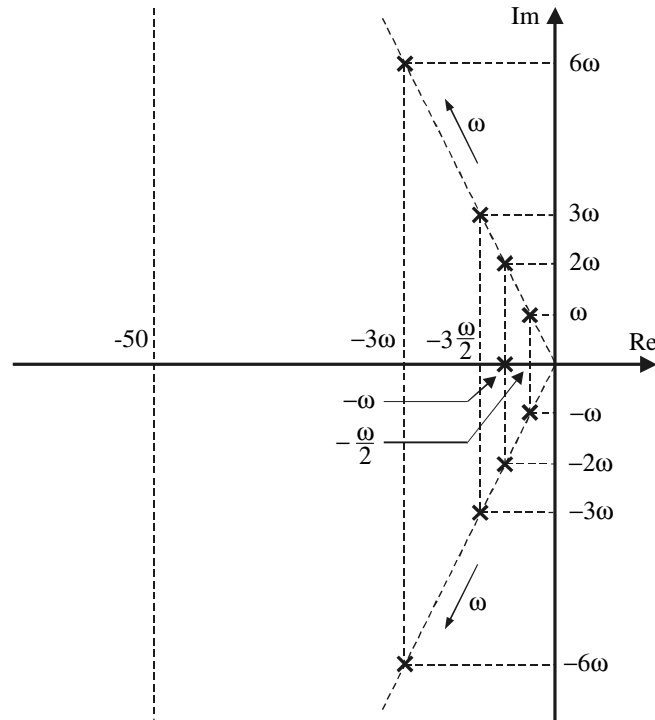


Fig. 6.16 Imposition dynamique des pôles pour coefficients de contre-réaction variables.

Il a été établi dans [17] que lorsque l'on connaît la dépendance des coefficients du régulateur d'état vis-à-vis de la grandeur d'influence, on peut implanter une adaptation de ces coefficients. Dans le cas présent, la grandeur d'influence est la vitesse angulaire ω du moteur. On sait que l'adaptation continue des coefficients de contre-réaction modifie l'emplacement des pôles du système global fermé, ce qui peut entraîner des répercussions néfastes sur la stabilité du réglage d'état.

Pour pallier ces inconvénients, on a recours à l'adaptation discontinue [17] des coefficients de contre-réaction k_b et l_b en fonction de la grandeur d'influence ω . Dans ce cas, les coefficients ne sont pas adaptés continûment en fonction de la vitesse mais par gradins. La figure 6.17 illustre ce principe à l'aide d'un exemple d'adaptation discontinue. Le domaine de variation de la grandeur d'influence ω est subdivisé en un certain nombre de secteurs. Dans chaque secteur, les coefficients de contre-réaction restent constants. Afin d'éviter une commutation continue entre deux jeux de coefficients lorsque la grandeur d'influence coïncide avec un palier, on prévoit une petite hystérèse.

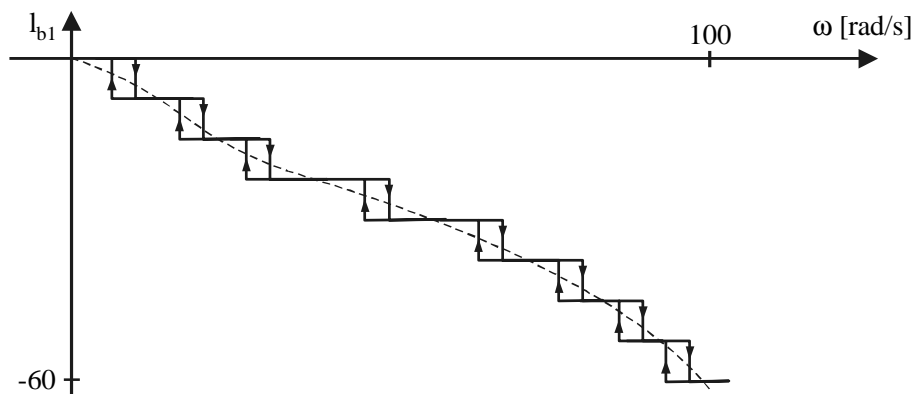


Fig. 6.17 Exemple d'adaptation discontinue des coefficients de contre-réaction.

6.3.6 Pôles de l'observateur numérique

Dans cette section, on a vu qu'une analyse de l'observateur par un traitement continu ne permet pas de donner une limite dans l'éloignement des pôles de l'axe imaginaire. Cependant, l'implémentation de l'observateur pour perturbation variable se fera numériquement avec la période d'échantillonnage $T_E = 200 \mu s$. Pour déterminer l'influence de la période d'échantillonnage sur la stabilité de l'observateur en boucle fermée, on réalisera un traitement numérique.

A partir des fonctions de transfert continues de la structure de l'observateur (figure 6.5), on détermine les fonctions de transfert échantillonnées avec élément de maintien à l'aide de la relation générale (6.76) [22].

$$G(z) = \frac{z-1}{z} \mathbf{Z} \left\{ \mathbf{L}^{-1} \left[\frac{1}{s} \cdot G(s) \right] \right\} \quad (6.76)$$

Ainsi, on obtient une structure pseudo-continue de l'observateur pour perturbation variable, présentée à la figure 6.18. Cette structure, correspondant à l'implémentation numérique de l'observateur, donne une approche valable pour un traitement pseudo-continu.

A partir de cette structure, on peut écrire

$$\hat{\mathbf{m}}_v = \underline{\mathbf{c}}_v^T \hat{\mathbf{x}}_v = \underline{\mathbf{c}}_v^T \left(\frac{z-1}{T_E} \mathbf{1} - \underline{\mathbf{A}}_v \right)^{-1} \underline{\mathbf{l}}_b (n - \hat{n}) \quad (6.77)$$

En posant $m_{ec} = 0$, on a

$$\hat{n}(z-1) = \frac{T_E}{T_1} (\hat{\mathbf{m}}_v + k_b (n - \hat{n})) \quad (6.78)$$

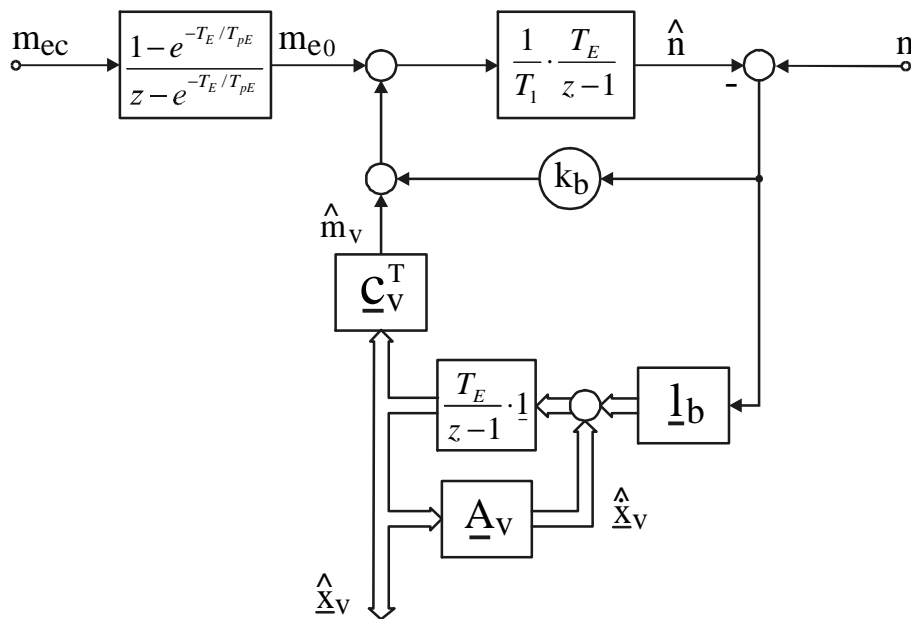


Fig. 6.18 Structure pseudo-continue de l'observateur pour perturbation variable.

En insérant (6.77) dans (6.78) et après quelques transformations, on obtient la fonction de transfert suivante :

$$\frac{\hat{n}}{n}(z) = \frac{\frac{T_E}{T_1} k_b \det\left(\frac{z-1}{T_E} \mathbf{1} - \underline{A}_v\right) + \frac{T_E}{T_1} \underline{c}_v^T \left(\frac{z-1}{T_E} \mathbf{1} - \underline{A}_v\right)_{adj} \cdot \underline{l}_b}{\left(z - 1 + \frac{T_E}{T_1} k_b\right) \det\left(\frac{z-1}{T_E} \mathbf{1} - \underline{A}_v\right) + \frac{T_E}{T_1} \underline{c}_v^T \left(\frac{z-1}{T_E} \mathbf{1} - \underline{A}_v\right)_{adj} \cdot \underline{l}_b} \quad (6.79)$$

Le dénominateur de cette fonction de transfert correspond à celui de la fonction de transfert de l'observateur en boucle fermée (6.61). On peut donc en extraire les pôles en z de l'observateur numérique. A l'aide du logiciel de traitement analytique 'MapleV', on trouve le dénominateur (6.80) où seuls les deux premiers coefficients sont développés explicitement pour des raisons de lisibilité.

$$D_v(z) = z^{10} + \left(\frac{T_E}{T_1} k_b - 10\right) \cdot z^9 + \gamma_8 z^8 + \gamma_7 z^7 + \dots + \gamma_0 \quad (6.80)$$

Selon le théorème de Viète, le coefficient γ_9 est égal à l'opposé de la somme des pôles. On aboutit donc à la condition

$$\sum_{k=1}^{10} z_k = 10 - \frac{T_E}{T_1} k_b \quad (6.81)$$

Pour garantir la stabilité d'un système échantillonné, il faut que tous les pôles se trouvent à l'intérieur du cercle unité défini dans le plan complexe. Ainsi, la somme des dix pôles de l'observateur numérique en boucle fermée doit être comprise entre -10 et $+10$. Cette condition de stabilité implique une limitation dans le choix du coefficient de contre-réaction k_b .

$$0 < \frac{k_b}{T_1} < \frac{20}{T_E} \quad (6.82)$$

En revenant au traitement continu, on peut se servir de cette condition pour limiter le domaine d'imposition des pôles. La somme des pôles de l'observateur continu en boucle fermée, donnée par la relation (6.69), est limitée par la condition

$$-\sum_{k=1}^{10} p_k = \frac{k_b}{T_1} < \frac{20}{T_E} \quad (6.83)$$

Compte tenu de la période d'échantillonnage valant $T_E = 200 \mu s$, on ne peut pas éloigner les pôles de l'axe imaginaire au-delà d'une limite telle que la somme des dix pôles dépasse la valeur de -10^5 . Cette limite dépasse largement les impositions étudiées jusqu'à présent. On en déduit que l'influence de la période d'échantillonnage sur l'analyse de l'observateur reste négligeable dans le domaine d'utilisation que l'on s'est fixé.

6.4 STABILITE DE L'OBSERVATEUR

6.4.1 Influence de l'estimation des constantes de temps

Jusqu'à présent, on a considéré que les constantes de temps introduites dans l'observateur de perturbation correspondaient exactement à celles du système réel. Or, la constante de temps dominante T_1 dépend de l'inertie du moteur et de la charge. Elle n'est pas forcément connue avec précision. De plus, la petite constante de temps résultante T_{pE} n'est qu'une approximation de toutes les petites constantes de temps et temps morts du système.

Dans le but d'évaluer le comportement de l'observateur lorsque les paramètres ne sont pas tout à fait adéquats, on déterminera à nouveau sa fonction de transfert en boucle fermée. Mais, contrairement au paragraphe 6.3.1, on prendra soin de séparer les constantes de temps du système T_1 , T_{pE} et les constantes de temps estimées \hat{T}_1 , \hat{T}_{pE} introduites dans le modèle de l'observateur.

A partir de la structure de l'observateur présentée à la figure 6.2, on peut écrire les relations suivantes :

$$n = \left(m_{ec} \frac{1}{1 + sT_{pE}} + m_v \right) \cdot \frac{1}{sT_1} \quad (6.84)$$

$$\hat{n} = \left(m_{ec} \frac{1}{1 + s\hat{T}_{pE}} + \hat{m}_v + k_b(n - \hat{n}) \right) \cdot \frac{1}{s\hat{T}_1} \quad (6.85)$$

$$\hat{m}_v = \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)^{-1} \underline{l}_b (n - \hat{n}) \quad (6.86)$$

En introduisant (6.84) et (6.85) dans (6.86) et après quelques simplifications élémentaires, on obtient pour le couple observé

$$\begin{aligned} \hat{m}_v = & \frac{\frac{1}{T_1} \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)_{adj} \underline{l}_b}{\left(s + \frac{k_b}{\hat{T}_1} \right) \det(s\mathbf{1} - \underline{A}_v) + \frac{1}{\hat{T}_1} \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)_{adj} \underline{l}_b} \cdot m_v + \\ & + \frac{\frac{1}{\hat{T}_1} \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)_{adj} \underline{l}_b \left(\frac{\hat{T}_1}{T_1} \frac{1}{1 + sT_{pE}} - \frac{1}{1 + s\hat{T}_{pE}} \right)}{\left(s + \frac{k_b}{\hat{T}_1} \right) \det(s\mathbf{1} - \underline{A}_v) + \frac{1}{\hat{T}_1} \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)_{adj} \underline{l}_b} \cdot m_{ec} \end{aligned} \quad (6.87)$$

Lorsque $\hat{T}_{pE} = T_{pE}$ et $\hat{T}_1 = T_1$, le deuxième terme de la relation (6.87) s'annule et on obtient bien la fonction de transfert de l'observateur en boucle fermée telle qu'elle a été définie au paragraphe 6.3.1. Cependant, lorsque les constantes de temps estimées diffèrent légèrement de celles du système, le deuxième terme de (6.87) n'est plus nul et le couple observé devient dépendant de la consigne de couple m_{ec} .

Comme la perturbation de couple observée \hat{m}_v est réinjectée dans le régulateur de vitesse au niveau de la consigne de couple m_{ec} par l'intermédiaire du vecteur \underline{k}_v^T , il peut se produire une détérioration de la stabilité de l'observateur. Il est donc possible que l'observateur pour perturbation variable soit stable en lui-même, mais qu'il devienne instable lorsque l'on applique l'intervention directe de la grandeur de perturbation au régulateur de vitesse. Ce phénomène sera mis en évidence par simulation à la section 6.5 et lors des essais pratiques.

6.4.2 Pôles de l'observateur dans le régulateur de vitesse

Au paragraphe 6.2.5, on a déterminé l'intervention directe de la grandeur de perturbation \underline{k}_v^T de sorte que les pôles de l'observateur n'interviennent pas dans le réglage de vitesse. Malheureusement, lorsque l'estimation des paramètres T_1 et T_{pE} n'est pas tout à fait exacte, les pôles de l'observateur modifient la fonction de transfert du système global fermé.

Sur la base du schéma bloc de l'observateur pour perturbation variable (figure 6.2), on définit la fonction de transfert

$$G_b(s) = \frac{\hat{m}_{vk}}{m_{ec}} \quad \text{avec:} \quad \hat{m}_{vk} = \underline{k}_v^T \hat{x}_v \quad (6.88)$$

Ainsi, on trouve les relations :

$$m_{ec} = \frac{n_c \cdot \left(k_w + \frac{k_R}{sT_i} \right) - n \cdot \left(k_n + \frac{k_R}{sT_i} \right)}{1 + G_b(s)} \quad (6.89)$$

$$n = m_{ec} \cdot \frac{1}{1 + sT_{pE}} \cdot \frac{1}{sT_1} \quad (6.90)$$

$$\hat{x}_v = (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)^{-1} \underline{L}_b (n - \hat{n}) \quad (6.91)$$

A partir des relations (6.89) et (6.90), on peut déterminer la fonction de transfert du système global fermé en tenant compte de l'observateur. Comme cette fonction de transfert est définie par rapport à la grandeur de consigne, on écartera la grandeur de perturbation en posant $m_v = 0$.

$$\frac{n}{n_c} = \frac{s k_w + \frac{k_R}{T_i}}{(1 + G_b(s)) s^2 T_1 (1 + sT_{pE}) + s k_n + \frac{k_R}{T_i}} \quad (6.92)$$

On constate que, si la fonction de transfert $G_b(s)$ est nulle, la fonction de transfert (6.92) correspond bien à la fonction de transfert du système global fermé par rapport à la grandeur de consigne $G_w(s)$, définie par la relation (6.48) et (6.40).

En insérant (6.84) et (6.85) dans (6.91) et après quelques transformations, on obtient pour la fonction de transfert $G_b(s)$

$$G_b(s) = \frac{N_b(s)}{D_b(s)} = \frac{\underline{k}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)_{adj} \underline{L}_b \cdot \left[\frac{\hat{T}_1}{T_1} (1 + s\hat{T}_{pE}) - (1 + sT_{pE}) \right]}{(1 + sT_{pE}) \cdot (1 + s\hat{T}_{pE}) \cdot \left[(sT_1 + k_b) \cdot \det(s\mathbf{1} - \underline{A}_v) + \underline{c}_v^T (s\mathbf{1} - \underline{A}_v)_{adj} \underline{L}_b \right]} \quad (6.93)$$

Le numérateur $N_b(s)$ est d'ordre 10 et le dénominateur $D_b(s)$ est d'ordre 12. En insérant $N_b(s)$ et $D_b(s)$ dans (6.92), on obtient pour la fonction de transfert du système global fermé

$$\frac{n}{n_c} = \frac{D_b(s) \cdot \left(s k_w + \frac{k_R}{T_i} \right)}{(N_b(s) + D_b(s)) s^2 T_1 (1 + sT_{pE}) + D_b(s) \cdot \left(s k_n + \frac{k_R}{T_i} \right)} \quad (6.94)$$

Dans le cas idéal où l'estimation des constantes de temps T_1 et T_{pE} serait exacte, on aurait $N_b(s) = 0$. La fonction de transfert du système global fermé par rapport à la grandeur de consigne posséderait trois pôles et serait donc indépendante des pôles de l'observateur pour perturbation variable. En revanche, dans le cas réel où l'on ne peut pas négliger les polynômes $N_b(s)$ et $D_b(s)$, la fonction de transfert du système global fermé est modifiée et possède 15 pôles.

L'analyse de la fonction de transfert (6.94) étant très compliquée, il est préférable d'en faire l'étude à l'aide d'une simulation numérique du système complet. La simulation fait précisément l'objet de la section suivante.

6.5 SIMULATION NUMERIQUE

6.5.1 Modèle de simulation

Dans cette section, on propose de vérifier le fonctionnement de l'observateur pour perturbation variable à l'aide de simulations numériques. Le modèle de simulation, présenté à la figure 6.19, est destiné au logiciel MATLAB SIMULINK. Il comprend le régulateur d'état de vitesse avec limitation et correction de la composante intégrale, le moteur réducteur direct simplifié, l'organe de mesure de vitesse et l'observateur pour perturbation variable.

Pour analyser correctement le fonctionnement de l'observateur, il convient de simuler le système sur une durée de 1 à 2 secondes. A cette échelle de temps, on peut raisonnablement simplifier la modélisation du moteur réducteur direct en négligeant les phénomènes liés aux commutations de l'onduleur. Ainsi, le réglage par mode de glissement des courants de phase est modélisé par un retard pur et une petite constante de temps.

A ce stade, il est important de différencier d'une part la modélisation du système réel, qui se fait en continu en dissociant l'organe de commande, le moteur avec son inertie et ses frottements mécaniques et l'organe de mesure et, d'autre part, la modélisation du système que l'on introduit dans l'observateur pour perturbation variable. Cette dernière est échantillonnée et ne contient que la petite constante de temps résultante T_{pe} et la constante de temps dominante T_1 . Si le modèle du système observé était exactement le même que le modèle du système réel, la simulation n'offrirait sans doute aucun intérêt.

En examinant le modèle de simulation de la figure 6.19, on reconnaît le régulateur d'état avec limitation et correction de la composante intégrale. Le bloc ' $G_{cm}(s)$ ' modélise l'organe de commande par un retard pur de 0.2 ms et une petite constante de temps de 0.1 ms. C'est lui qui fournit le couple électromagnétique au bloc 'Mécanique + perturbation'. Ce dernier tient compte du couple de charge, de l'inertie du rotor et des frottements mécaniques comme pour les simulations précédentes, mais aussi des perturbations harmoniques en fonction de la position du rotor et de l'amplitude du couple électromagnétique. Le bloc 'Capteur laser' modélise parfaitement la mesure de vitesse en intégrant l'erreur de quantification du capteur laser et le filtre de Butterworth numérique.

La modélisation de l'observateur numérique pour perturbation variable est détaillée à la figure 6.20. Elle correspond bien à la structure décrite à la figure 6.5. On voit que le coefficient k_b et le vecteur de contre réaction \underline{l}_b sont variables en fonction de la vitesse par l'intermédiaire du bloc 'hystérèse'. Avant de lancer une simulation, on introduit l'imposition des pôles dans une routine de calcul permettant de déterminer le coefficient k_b et les 9 coefficients du vecteur \underline{l}_b en fonction de la vitesse du moteur, selon les relations (6.69) et (6.70). Le bloc 'hystérèse' traduit la mesure de vitesse en différents paliers avec une hystérèse pour créer l'adaptation discontinue des coefficients de contre-réaction selon la manière décrite au paragraphe 6.3.5.

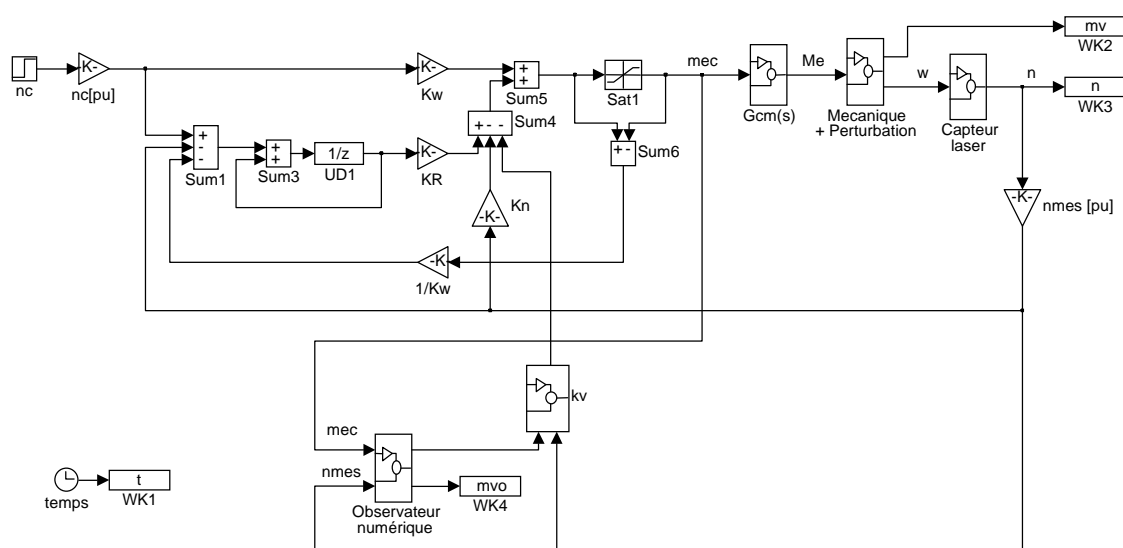


Fig. 6.19 *Modèle de simulation numérique global.*

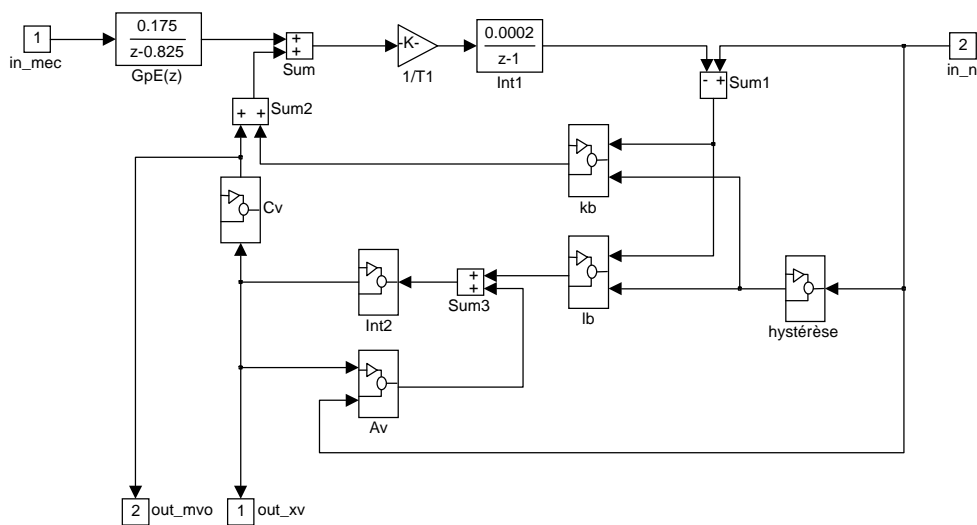


Fig. 6.20 Modèle de simulation de l'observateur numérique pour perturbation variable.

6.5.2 Simulation du système avec observateur pour perturbation variable

Ce paragraphe a pour but de présenter un exemple de simulation numérique du système avec l'observateur pour perturbation variable. L'imposition dynamique des pôles de l'observateur est présentée dans le plan complexe à la figure 6.21. Elle est inspirée des considérations apportées au paragraphe 6.3.5. Les deux pôles réels p_9 et p_{10} sont placés à la valeur -50 . On verra, au paragraphe 6.5.3, qu'en éloignant ces pôles de l'axe imaginaire, on améliore sensiblement les performances dynamiques de l'observateur.

L'adaptation discontinue des coefficients de contre-réaction est déterminée à partir de la vitesse angulaire du moteur $\omega^\#$ variant par palier avec une hystérèse. La figure 6.22 montre l'allure de $\omega^\#$ en fonction de la vitesse angulaire ω .

Le graphique de la figure 6.23 montre la simulation de la réponse du couple observé \hat{m}_v à un saut du couple de perturbation m_v de 0 à 20 Nm. On constate que le régime transitoire dure environ 0.4 s et que, ensuite, le couple observé arrive bien à suivre les ondulations harmoniques du couple de perturbation. Il faut toutefois préciser que la dynamique de l'observateur n'a pas besoin d'être très performante car la réduction de l'ondulation résiduelle du couple électromagnétique n'a de sens qu'en régime établi. Néanmoins, l'observateur doit être suffisamment rapide pour suivre les variations harmoniques rencontrées au cours d'une révolution mécanique complète du rotor.

La figure 6.24 montre l'ondulation de vitesse avec et sans l'utilisation de l'observateur pour perturbation variable, lorsque le couple de charge vaut 20 Nm. On remarque que l'amélioration apportée par l'observateur pour perturbation variable est aussi importante qu'avec l'utilisation du facteur de correction, en évitant les inconvénients de ce dernier. L'ondulation haute fréquence subsistant sur la mesure de vitesse est liée à la quantification du capteur laser rotatif, malgré le filtre de Butterworth.

La figure 6.25 montre l'allure du vecteur d'état observé dans les mêmes conditions de simulation que pour la figure 6.23. La somme de toutes les composantes de ce vecteur correspond au couple observé m_v .

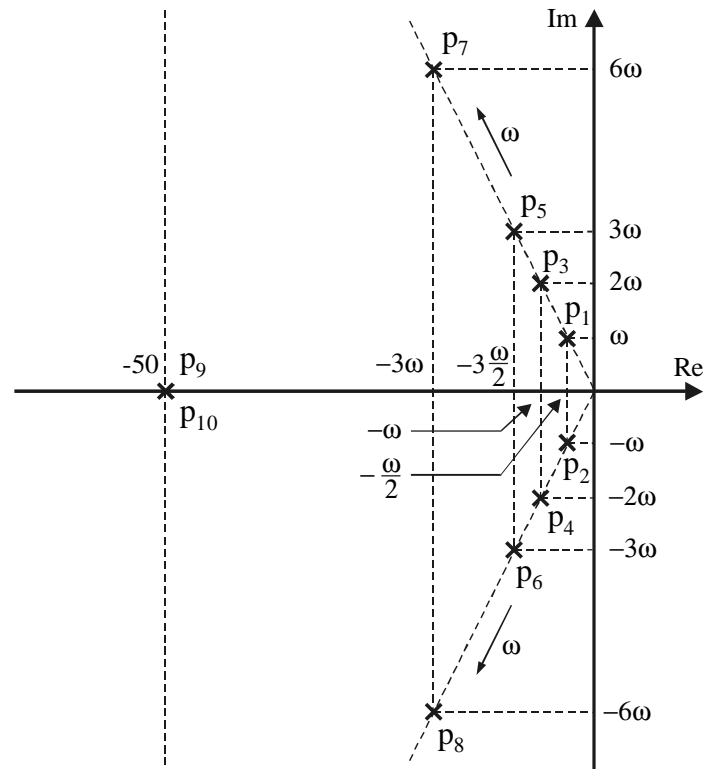


Fig. 6.21 Imposition dynamique des pôles pour coefficients de contre-réaction variables.

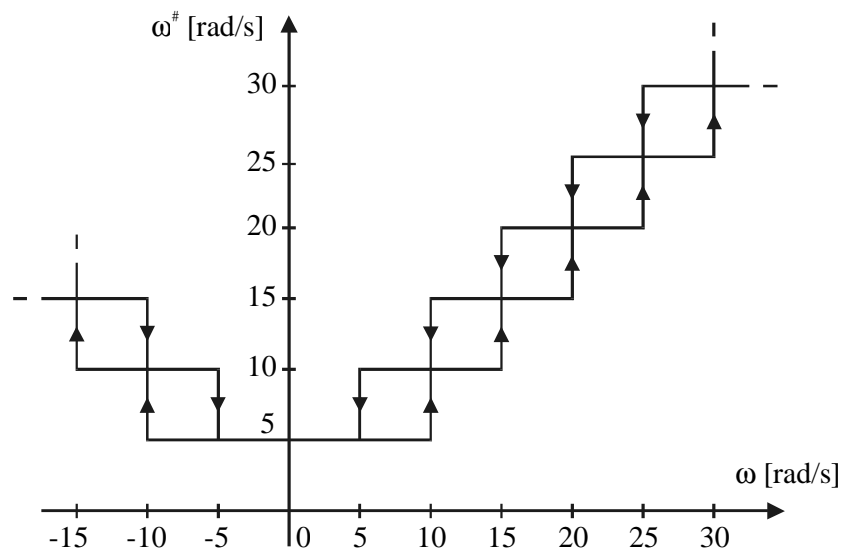


Fig. 6.22 Allure de la vitesse angulaire pour l'adaptation discontinue des coefficients de contre-réaction.

Perturbation de couple [Nm]

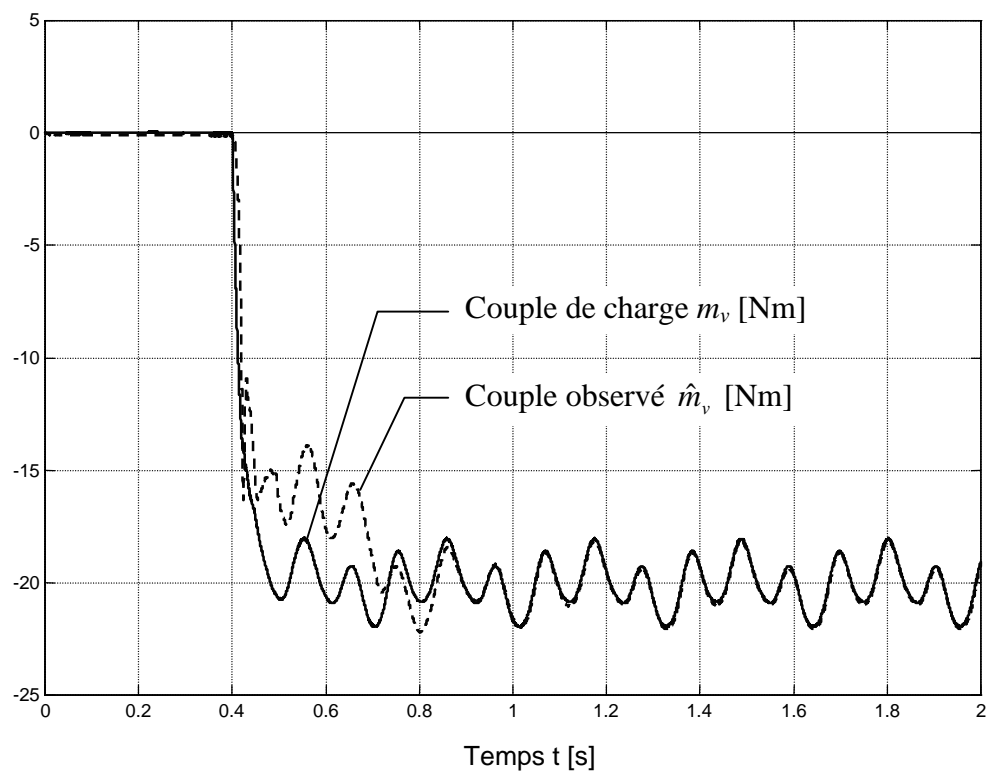


Fig. 6.23 Simulation de la caractéristique dynamique de l'observateur.

Vitesse [rad/s]

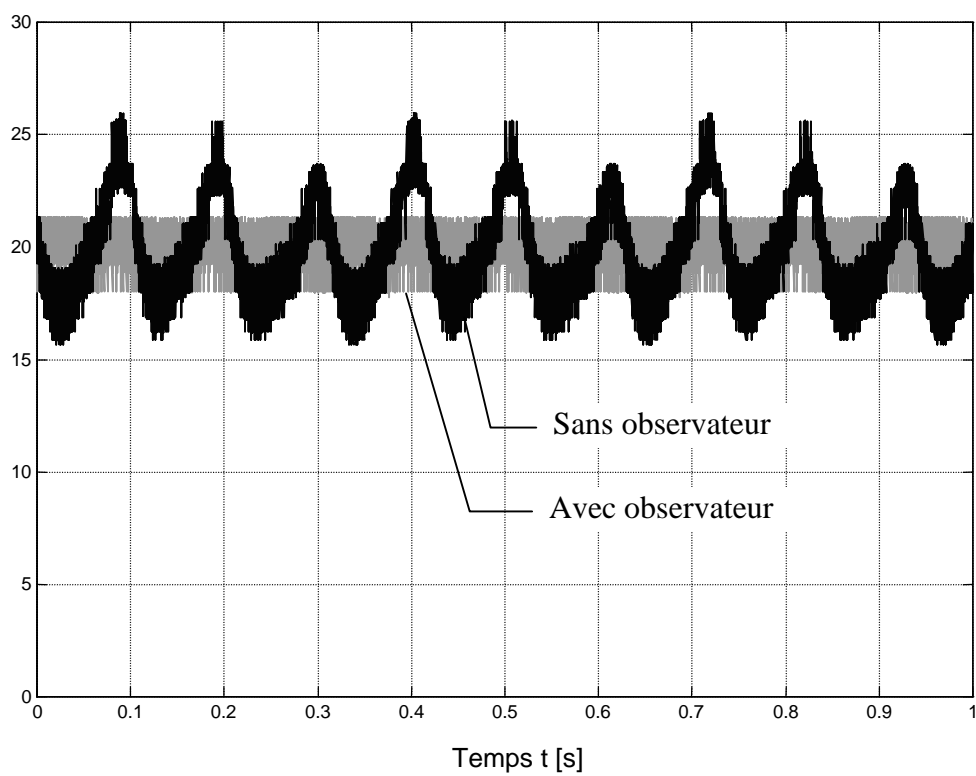


Fig. 6.24 Effet de l'observateur sur l'ondulation de vitesse en régime établi.

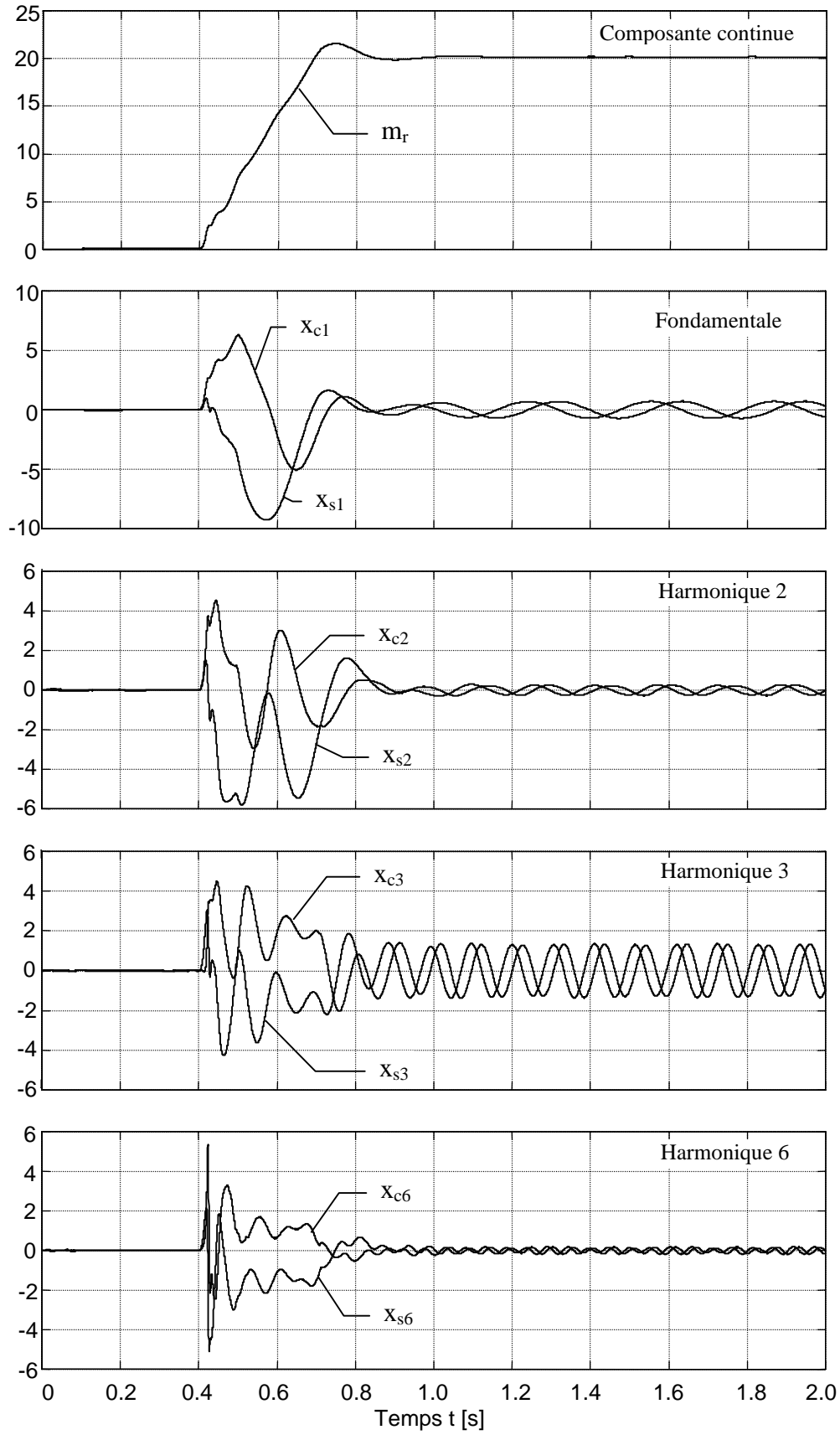


Fig. 6.25 Composantes du vecteur d'état observé \underline{x}_v .

6.5.3 Influence de l'imposition des pôles

Pour illustrer l'influence de l'imposition des pôles, on simule la réponse dynamique de l'observateur au même saut de perturbation de couple qu'à la figure 6.23 mais en modifiant légèrement l'imposition des pôles. La figure 6.26 montre un exemple de simulation lorsque les pôles p_9 et p_{10} sont déplacés de -50 à -20 . Bien que l'observateur pour perturbation variable arrive à suivre correctement le couple de perturbation, on constate que les performances dynamiques se sont dégradées.

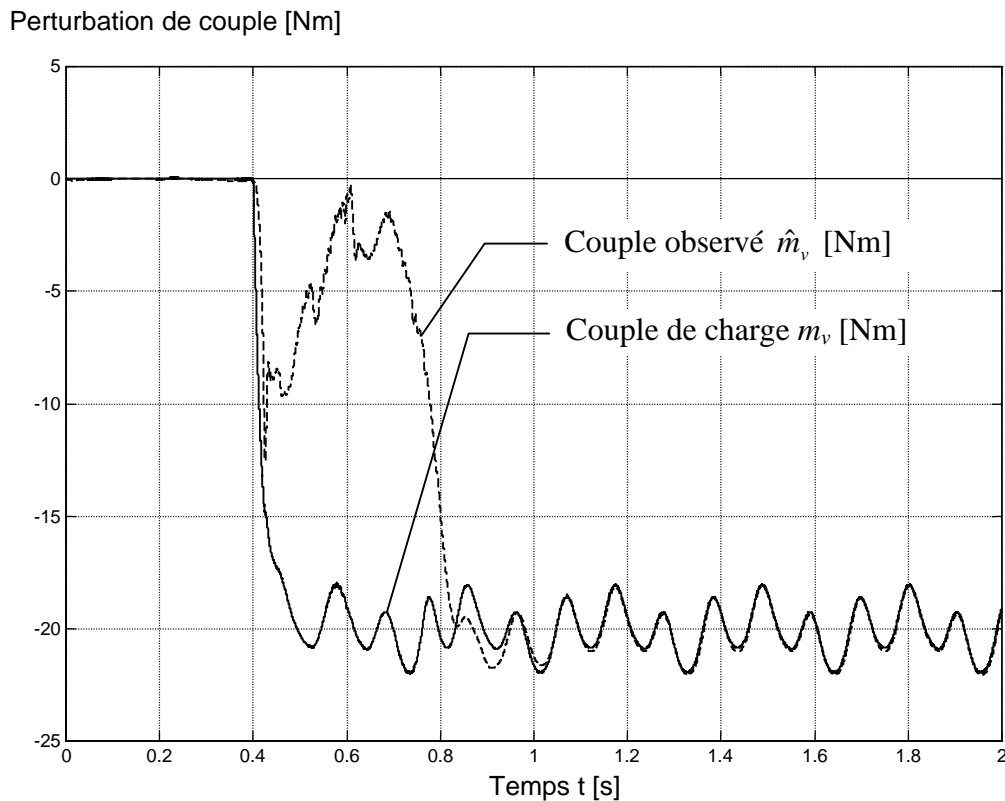


Fig. 6.26 Dynamique de l'observateur lorsque les pôles p_9 et p_{10} sont placés à -20 .

6.5.4 Influence de l'estimation des constantes de temps

Au cours de la section précédente, il est apparu que la stabilité de l'observateur pouvait se dégrader si l'estimation des constantes de temps T_{pE} et T_1 ne correspondait pas tout à fait au système réel. Dans ce paragraphe, à l'aide de quelques simulations numériques, on montrera l'influence de l'estimation des constantes de temps sur la stabilité de l'observateur.

En reprenant les conditions de simulation du paragraphe 6.5.2 et en gardant les mêmes paramètres pour l'observateur, on peut simuler le système en variant l'inertie du moteur, donc la constante de temps dominante T_1 . La figure 6.27 représente trois simulations du couple observé avec l'inertie nominale, avec la moitié et avec le double de cette inertie. Dans cet exemple, on constate que le couple observé converge vers le couple de perturbation pour les trois valeurs d'inertie. Cependant, lorsque l'inertie est deux fois plus grande, quelques oscillations apparaissent avant d'atteindre le régime établi stable.

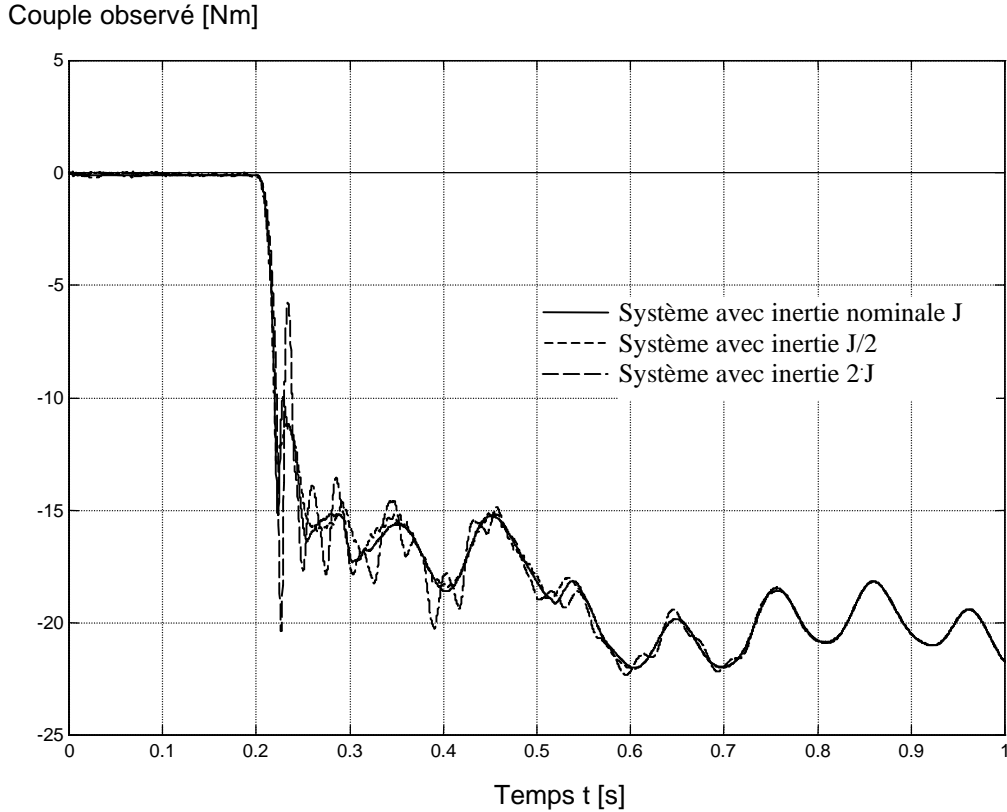


Fig. 6.27 Allure du couple observé lorsque l'on modifie l'inertie du moteur.

Il est possible d'accentuer l'influence d'une mauvaise adaptation des constantes de temps en modifiant l'imposition des pôles. Pour illustrer ces propos, on choisit une imposition des pôles sur deux droites à 45° . La partie réelle des pôles est donc doublée par rapport à l'imposition de la figure 6.21. La nouvelle imposition des pôles est illustrée dans le plan complexe à la figure 6.28. On garde les deux pôles réels p_9 et p_{10} à la valeur -50 mais on supprime la limitation de la partie réelle des 8 autres pôles à -50 .

La figure 6.29 montre la simulation de la réponse à un saut du couple de perturbation avec la nouvelle imposition des pôles. Pour cette simulation, les constantes de temps sont bien adaptées, c'est-à-dire que $\hat{T}_1 = T_1$ et $\hat{T}_{pE} = T_{pE}$. On constate que le système est stable, que le couple observé arrive bien à suivre les perturbations de couple et que le comportement dynamique est excellent si l'on compare avec la simulation de la figure 6.23.

Le fait d'éloigner les pôles de l'axe imaginaire contribue à l'amélioration de la dynamique de l'observateur mais, simultanément, il fragilise la stabilité du système lorsque l'estimation des constantes de temps n'est pas tout à fait adéquate.

A ce stade, on a réalisé une série de simulations en variant la petite constante de temps \hat{T}_{pE} , introduite dans l'observateur pour perturbation variable. On a remarqué qu'en doublant ou en réduisant de moitié cette petite constante de temps, le système se comporte de manière quasiment identique. Pour la suite, on se bornera donc à la description de l'influence de l'estimation de la constante de temps dominante T_1 .

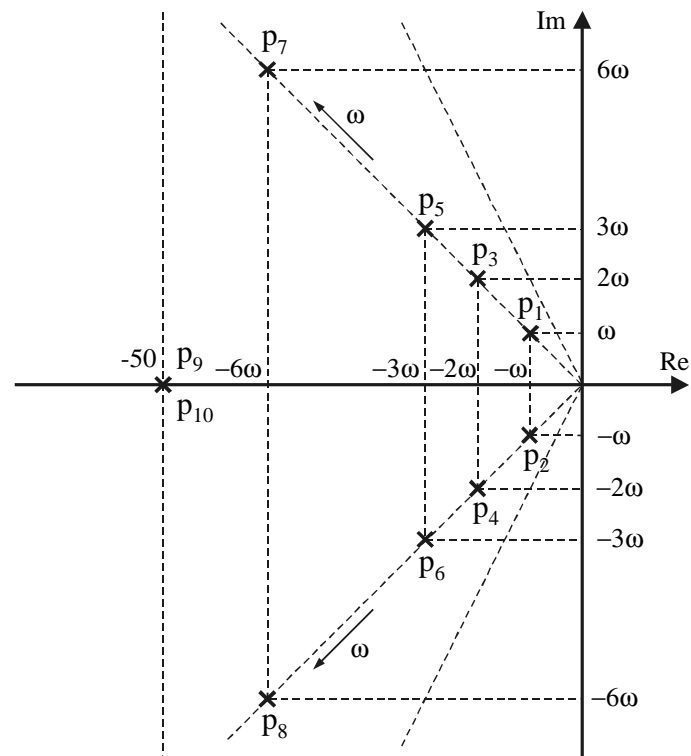


Fig. 6.28 Nouvelle imposition dynamique des pôles.

Perturbation de couple [Nm]

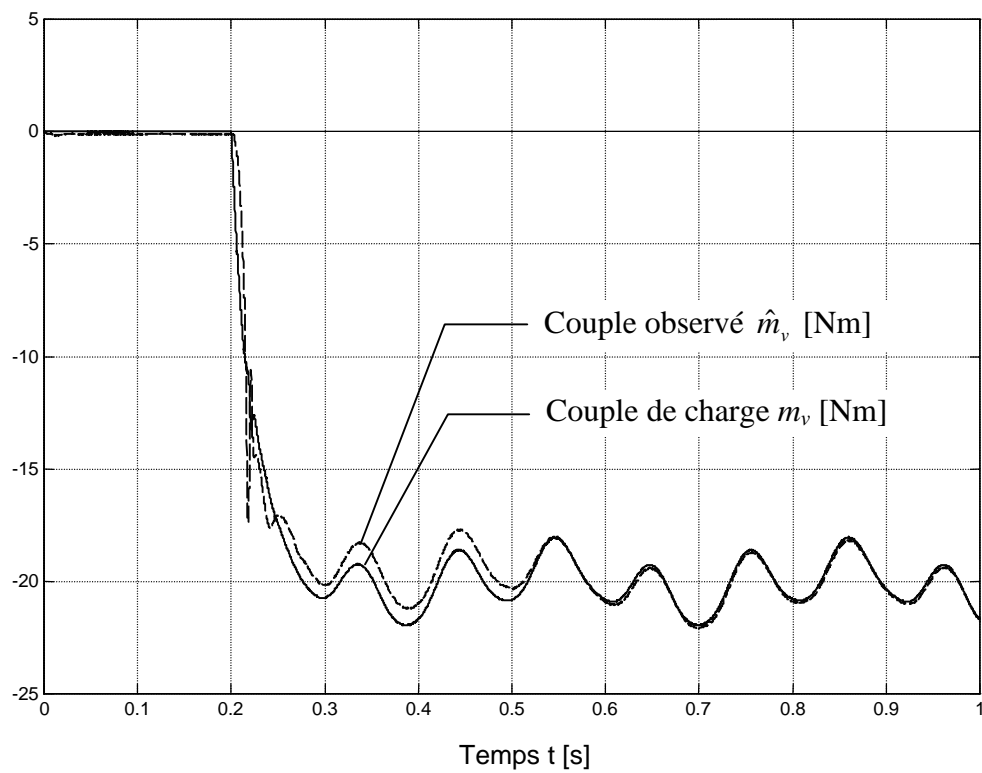


Fig. 6.29 Dynamique de l'observateur avec l'imposition des pôles selon la figure 6.28.

Avant de montrer l'effet d'une mauvaise adaptation de la constante de temps dominante T_1 sur le système global, on va d'abord vérifier la stabilité de l'observateur seul lorsque l'on modifie l'inertie du moteur. Pour supprimer l'interaction de l'observateur sur le réglage de vitesse, il faut annuler tous les termes du vecteur de l'intervention directe de la grandeur de perturbation ($\underline{k}_v^T = \underline{0}$). Le résultat de simulation est présenté à la figure 6.30. On constate que l'observateur seul reste stable, que l'on double ou que l'on divise par deux l'inertie du moteur. Les trois courbes de la figure 6.30 sont pratiquement confondues, ce qui montre que le couple observé arrive très bien à suivre les perturbations de couple.

Malgré le bon comportement de l'observateur seul, le système devient instable lorsque l'on introduit l'intervention directe de la grandeur de perturbation dans le réglage de vitesse.

La figure 6.31 montre une simulation du système avec l'imposition des pôles d'après la figure 6.28 et lorsque la constante de temps dominante réelle T_1 est réduite de moitié. Dans ce cas, l'observateur pour perturbation variable diverge rapidement.

La figure 6.32 montre une simulation du système lorsque la constante de temps dominante réelle est multipliée par deux. L'observateur est instable, il oscille mais ne diverge pas. Ces oscillations augmentent les ondulations de couple et altèrent les performances du régulateur de vitesse.

En résumé, on a vu que la stabilité de l'observateur seul ne garantit pas la stabilité du système global lorsque la constante de temps dominante est mal estimée. Pour que le système soit robuste vis-à-vis des variations de l'inertie du moteur et de la charge, il ne faut pas trop éloigner les pôles de l'axe imaginaire, au détriment de la rapidité d'observateur.

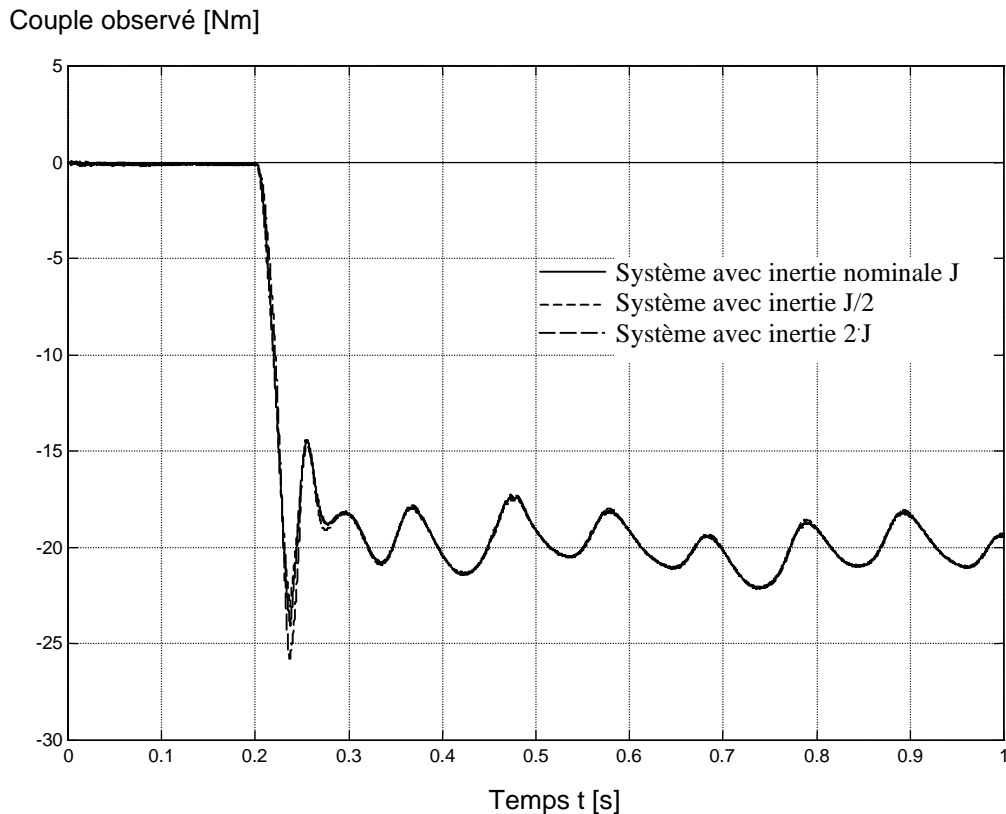


Fig. 6.30 Allure du couple observé lorsque l'on modifie l'inertie du moteur.
(le couple observé n'est pas utilisé dans le réglage de vitesse $\underline{k}_v^T = \underline{0}$)

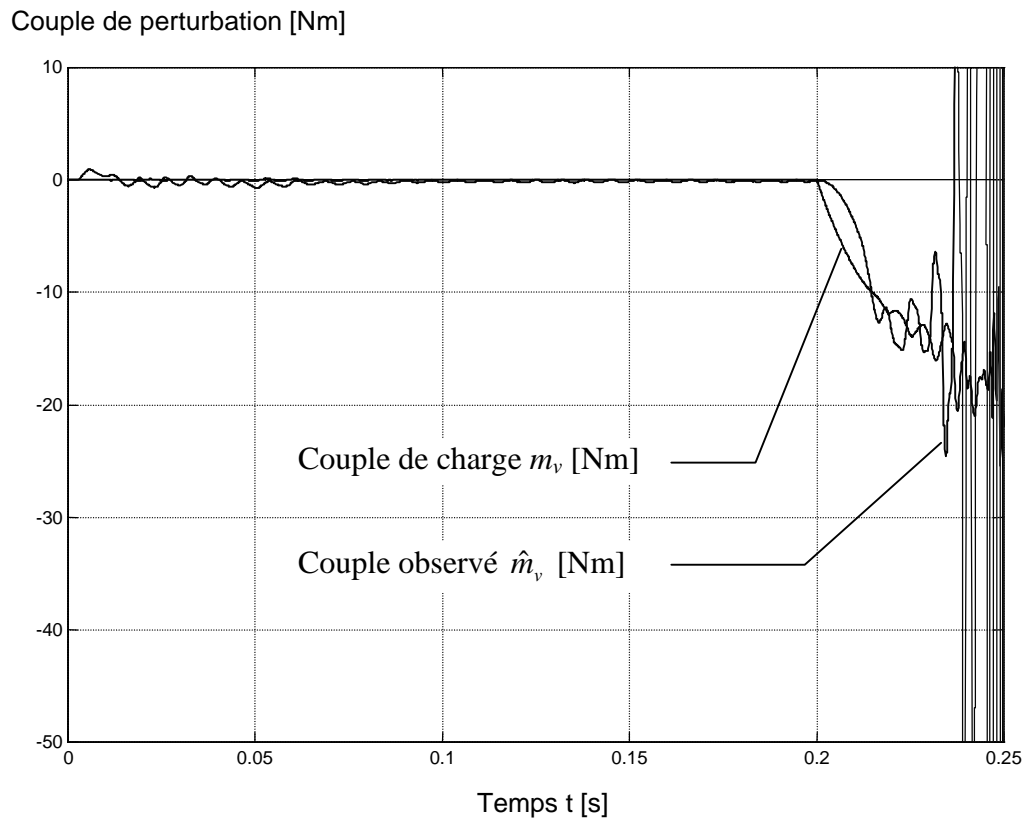


Fig. 6.31 Allure du couple observé lorsque l'inertie du moteur est réduite de moitié.
(imposition des pôles selon la figure 6.28)

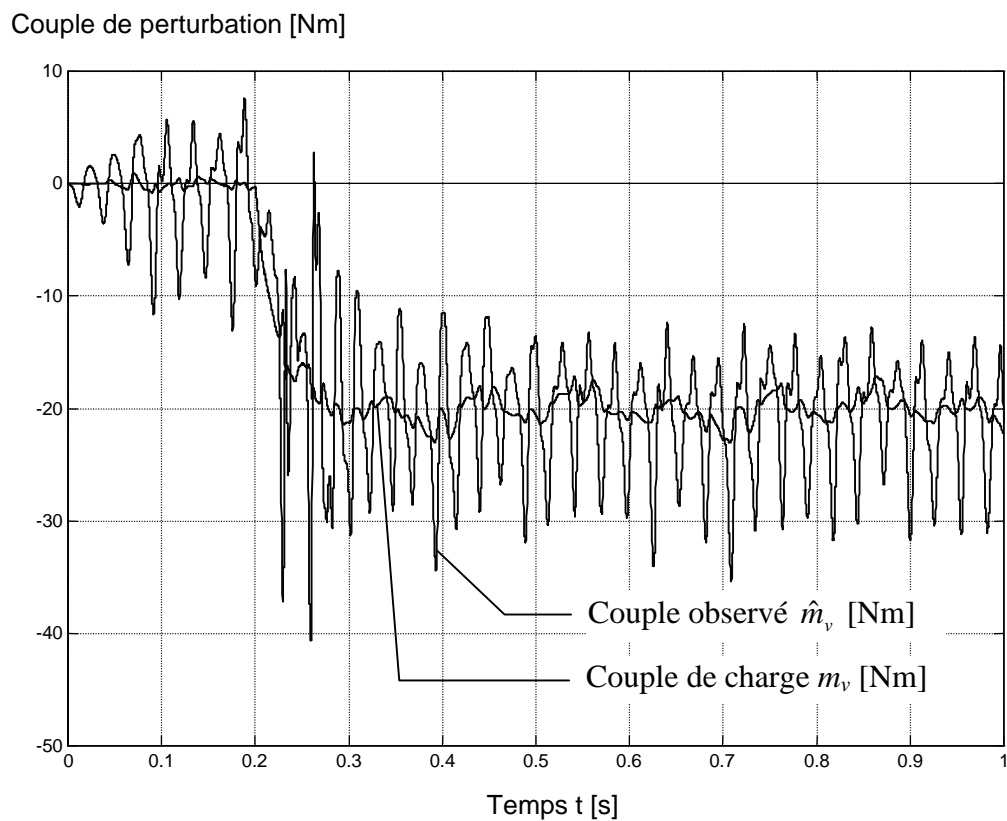


Fig. 6.32 Allure du couple observé lorsque l'inertie du moteur est doublée.
(imposition des pôles selon la figure 6.28)

6.6 REALISATION PRATIQUE

6.6.1 Implémentation de l'observateur pour perturbation variable

La réalisation pratique de l'observateur pour perturbation variable consiste à implémenter les équations d'état aux différences dans l'algorithme du réglage de vitesse. Les équations aux différences (6.95) décrivent le régulateur d'état de vitesse et l'observateur pour perturbation variable. Elles ont été établies à partir du schéma bloc du régulateur d'état digital avec limitation et correction de la composante intégrale (figure 6.4) et de la structure de l'observateur numérique (figure 6.18).

$$\begin{aligned}
 m'_{ec}[k] &= K_w \cdot n_c[k] + K_R \cdot x_R[k] - K_n \cdot n[k] - \underline{k}_v^T \cdot \underline{x}_v[k] \\
 m_{ec}[k] &= m'_{ec}[k] \quad m_{ec}[k] \in [-m_{\max}(\omega) \dots m_{\max}(\omega)] \\
 e_{\lim}[k] &= n_c[k] - n[k] - \frac{1}{K_w} (m'_{ec}[k] - m_{ec}[k]) \\
 x_R[k+1] &= x_R[k] + e_{\lim}[k] \\
 \omega^\# &= f(\omega) \\
 \underline{x}_v[k+1] &= \underline{x}_v[k] + T_E [\underline{A}_v \cdot \underline{x}_v[k] + \underline{l}_b(\omega^\#) \cdot (n[k] - \hat{n}[k])] \\
 m_{e0}[k+1] &= \left(1 - e^{-\frac{T_E}{T_{pE}}}\right) \cdot m_{ec}[k] + e^{-\frac{T_E}{T_{pE}}} \cdot m_{e0}[k] \\
 \hat{n}[k+1] &= \hat{n}[k] + \frac{T_E}{T_1} [m_{e0}[k] + k_b(\omega^\#)(n[k] - \hat{n}[k]) + \underline{c}_v^T \cdot \underline{x}_v[k]]
 \end{aligned} \tag{6.95}$$

Bien que l'implémentation de l'observateur pour perturbation variable accroisse de manière significative le temps de calcul de l'algorithme de réglage, il permet de conserver la période d'échantillonnage à $T_E = 200 \mu s$. Les calculs matriciels sont simplifiés par le fait que la matrice \underline{A}_v contient beaucoup de zéros.

6.6.2 Calcul des coefficients de contre-réaction

L'algorithme de l'observateur pour perturbation variable doit inclure l'adaptation discontinue des coefficients de contre-réaction en fonction de la vitesse du moteur. Afin de réduire le temps de calcul, le coefficient k_b et les neuf coefficients du vecteur de contre-réaction \underline{l}_b sont mémorisés dans un tableau de valeurs. Ce tableau est déterminé durant la phase d'initialisation en fonction de l'imposition des pôles choisie. Ainsi, pour chaque valeur entière de vitesse comprise entre 1 et 200 rad/s, on détermine l'emplacement des 10 pôles et on calcule les coefficients de contre-réaction correspondants à l'aide des relations (6.69) et (6.70). Pour les vitesses angulaires supérieures à 200 rad/s, on maintient les coefficients déterminés pour 200 rad/s. On verra au paragraphe 6.6.3 qu'il n'est pas nécessaire de mémoriser les coefficients de contre-réaction pour des vitesses supérieures.

Pour les essais pratiques, on garde la même imposition des pôles que lors des simulations précédentes. Elle est représentée à la figure 6.21 et les pôles sont donnés en fonction de la vitesse angulaire ω par :

$$\begin{aligned}
 p_{1,2} &= -|\omega|/2 \pm j|\omega| \\
 p_{3,4} &= -|\omega| \pm j2|\omega| \\
 p_{5,6} &= -3|\omega|/2 \pm j3|\omega| \\
 p_{7,8} &= -3|\omega| \pm j6|\omega| \\
 p_{9,10} &= -50
 \end{aligned} \tag{6.96}$$

où la partie réelle des pôles est limitée à -50 .

A partir de ces 10 pôles, il faut déterminer les coefficients de l'équation caractéristique sous la forme donnée par (6.67). On le réalise pour chaque vitesse du tableau, à l'aide d'un algorithme basé sur le théorème de Viète [17].

Pendant le fonctionnement, on réalise l'adaptation discontinue des coefficients de contre-réaction. D'abord, on détermine la vitesse $\omega^\#$ à partir de la vitesse mesurée ω , conformément au graphe de la figure 6.22. La vitesse $\omega^\#$ varie par paliers avec une certaine hystérèse et c'est elle que l'on introduit dans le tableau de valeurs pour déterminer les bons coefficients de contre-réaction.

6.6.3 Fonctionnement à vitesse élevée

On a vu, à la section 5.2, que la bande passante du système et les fréquences propres mécaniques ne permettent pas d'observer des oscillations dont la pulsation dépasse une certaine limite. Il apparaît que, jusqu'à 235 rad/s, les conditions d'observation sont assez bonnes, puis elles commencent à se dégrader à mesure que la pulsation augmente. On a donc fixé la limite à 300 rad/s. Ainsi, on ne peut observer l'harmonique 6 que jusqu'à une vitesse angulaire de 50 rad/s. Pour éviter que l'observateur devienne instable lorsque la vitesse du moteur augmente, on renonce à l'observation des harmoniques dont la pulsation dépasse les 300 rad/s. De plus, lorsque la vitesse angulaire du moteur dépasse 200 rad/s, on supprime complètement l'observateur. De toute manière, l'observateur pour perturbation variable perd de son intérêt aux vitesses plus élevées. Le tableau 6.1 illustre les harmoniques que l'on décide d'observer (✓) en fonction de la vitesse $\omega^\#$.

Vitesse [rad/s]	Harmoniques observées				
	DC	Fond.	Harm. 2	Harm. 3	Harm. 6
$\omega^\# \leq 50$	✓	✓	✓	✓	✓
$50 < \omega^\# \leq 100$	✓	✓	✓	✓	-
$100 < \omega^\# \leq 150$	✓	✓	✓	-	-
$\omega^\# > 200$	-	-	-	-	-

Tableau 6.1 Harmoniques observées en fonction de la vitesse angulaire du moteur.

6.6.4 Mesure de l'ondulation de vitesse

Pour analyser expérimentalement l'efficacité de l'observateur pour perturbation variable, on va mesurer l'ondulation de vitesse en régime établi pour différents points de fonctionnement. Les résultats sont représentés par huit figures, définies dans le tableau 6.2.

	$M_f = 20 \text{ Nm}$	$M_f = 50 \text{ Nm}$
$\omega = 10 \text{ rad/s}$	Figure 6.33	Figure 6.34
$\omega = 20 \text{ rad/s}$	Figure 6.35	Figure 6.36
$\omega = 50 \text{ rad/s}$	Figure 6.37	Figure 6.38
$\omega = -20 \text{ rad/s}$	Figure 6.39	Figure 6.40

Tableau 6.2 Liste des conditions de mesure.

Pour chaque point de fonctionnement on a réalisé une mesure avec observateur (courbe en noir) et une mesure sans observateur (courbe en gris). L'ondulation de vitesse est enregistrée pendant une seconde et débute toujours au passage par zéro de l'angle dentaire θ . Cette manière de procéder facilite la comparaison entre les différentes mesures.

En analysant les figures 6.33 à 6.40, on constate que, dans l'ensemble, l'observateur pour perturbation variable est efficace et permet de réduire l'ondulation de vitesse de manière significative dans tous les cas de fonctionnement. Lorsque l'on impose un couple de freinage de 50 Nm, il apparaît des grandes pointes de vitesse trahissant un début de saturation magnétique. L'emploi de l'observateur permet de les supprimer presque entièrement. Lorsque la vitesse angulaire du moteur atteint 50 rad/s, on constate que l'observateur réduit l'ondulation de vitesse mais compense mal l'harmonique 6. Cette vitesse constitue la limite où l'on observe encore l'harmonique 6. Les mesures effectuées à -20 rad/s confirment que l'observateur pour perturbation variable fonctionne de manière identique dans les deux sens de rotation.

On peut maintenant comparer ces mesures avec celles de la section 5.4 qui utilisaient le facteur de correction enregistré dans une table 'off-line'. On constate que l'observateur pour perturbation variable permet d'obtenir des résultats équivalents à l'emploi de plusieurs tables de correction en fonction du point de fonctionnement choisi.

Vitesse mesurée [rad/s]

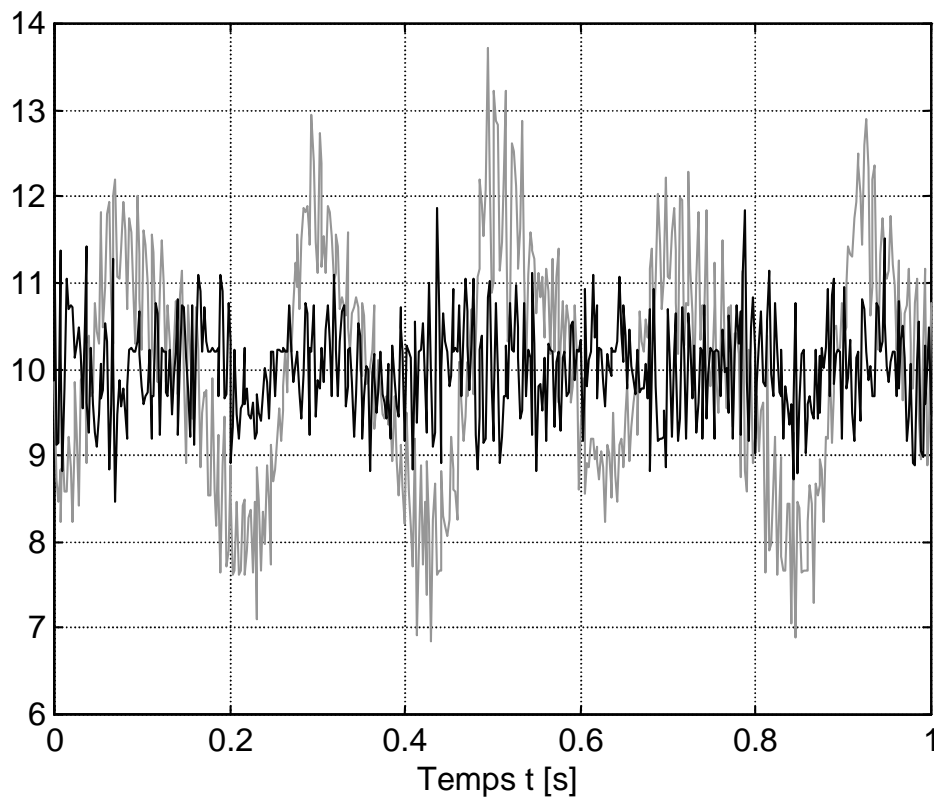


Fig. 6.33 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_c = 10$ rad/s et $M_f = 20$ Nm.

Vitesse mesurée [rad/s]

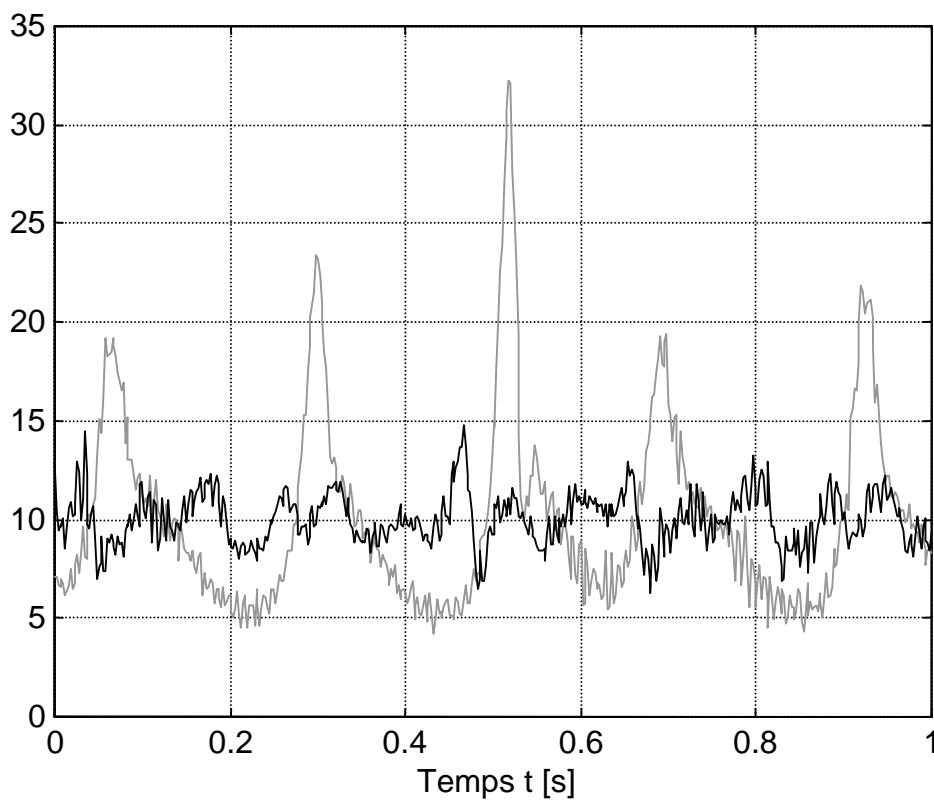


Fig. 6.34 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_c = 10$ rad/s et $M_f = 50$ Nm.

Vitesse mesurée [rad/s]

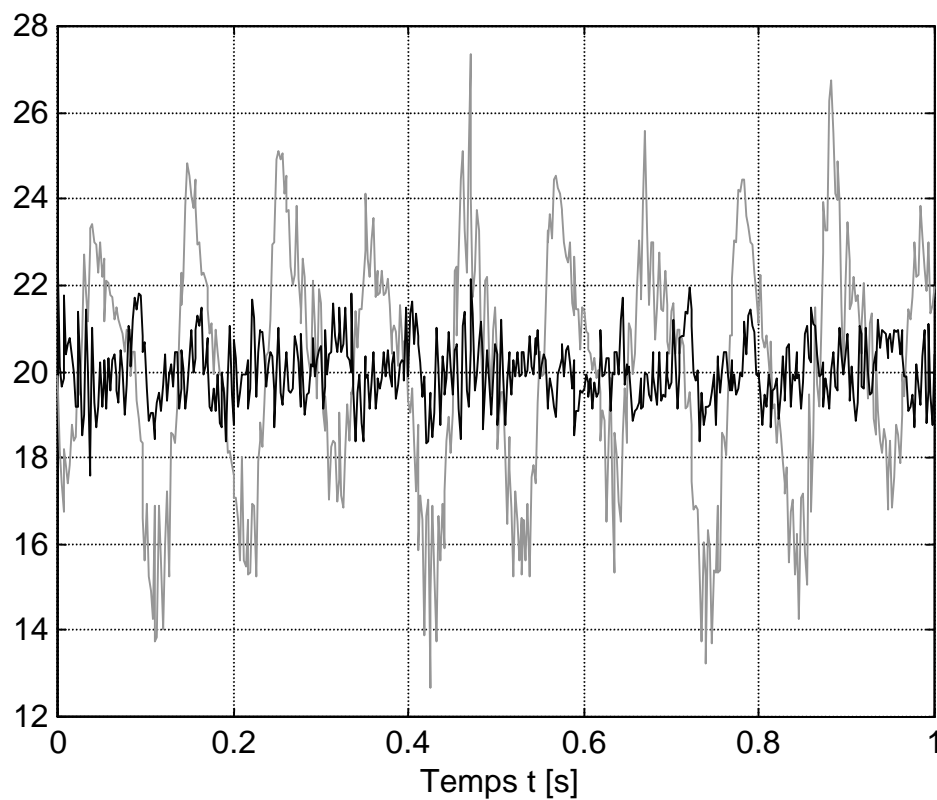


Fig. 6.35 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_c = 20$ rad/s et $M_f = 20$ Nm.

Vitesse mesurée [rad/s]

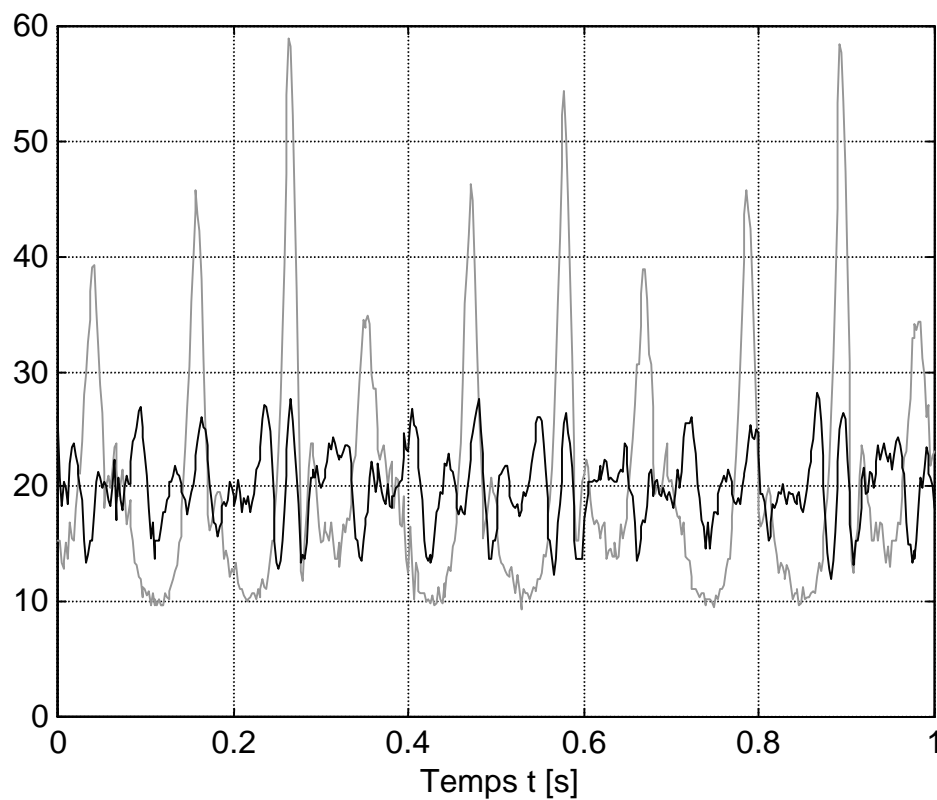


Fig. 6.36 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_c = 20$ rad/s et $M_f = 50$ Nm.

Vitesse mesurée [rad/s]

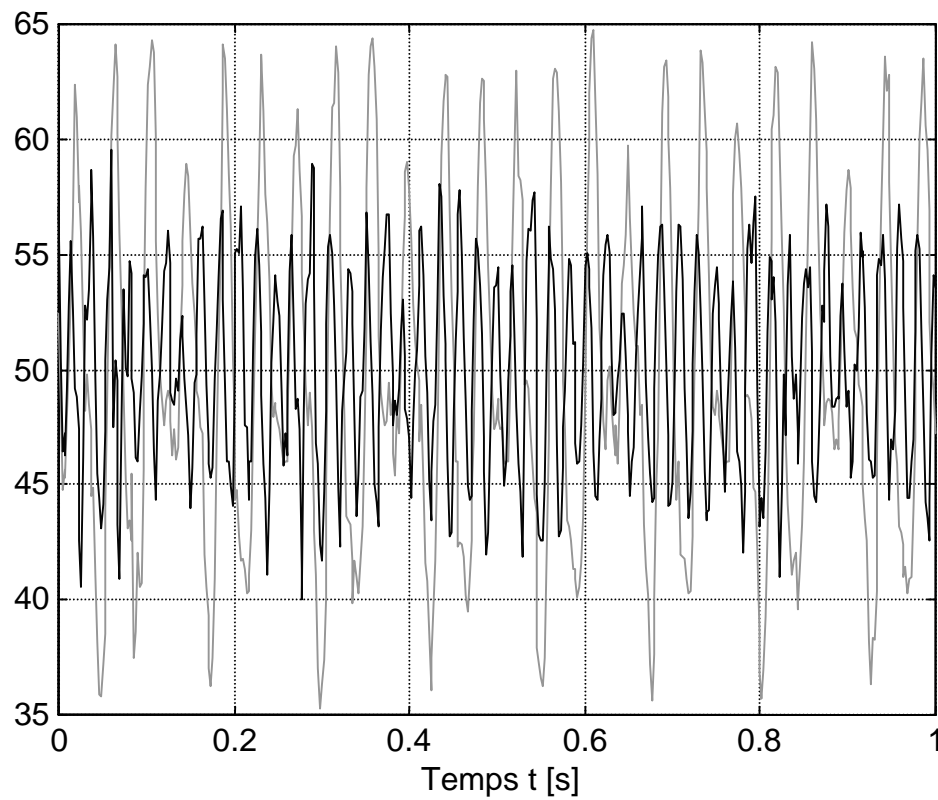


Fig. 6.37 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_c = 50$ rad/s et $M_f = 20$ Nm.

Vitesse mesurée [rad/s]

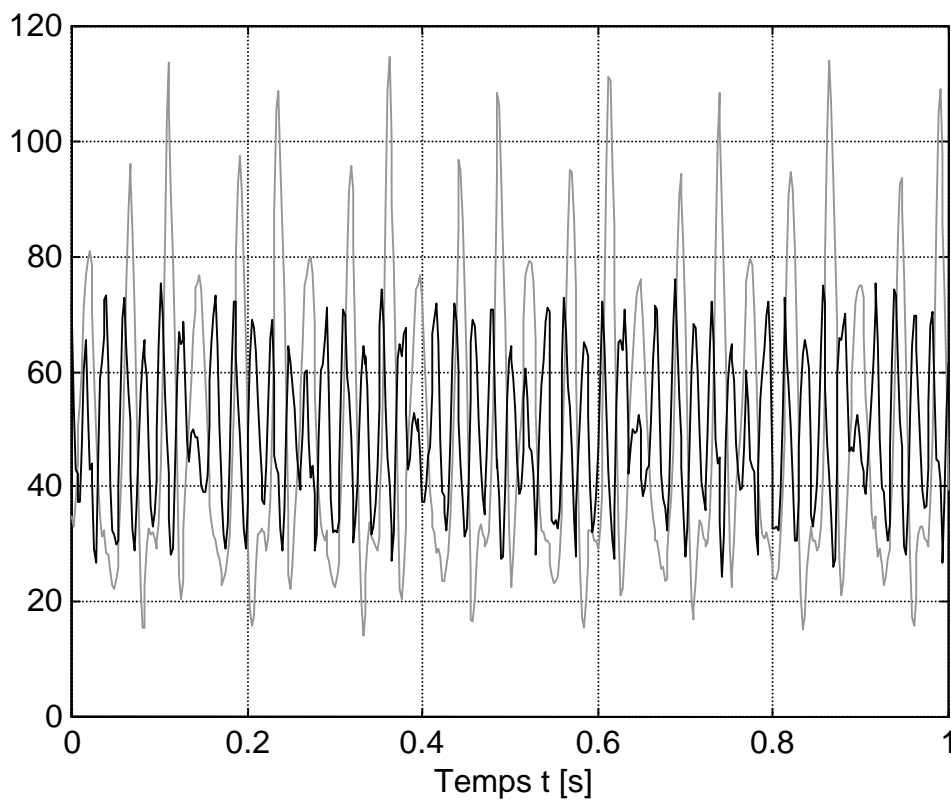


Fig. 6.38 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_c = 50$ rad/s et $M_f = 50$ Nm.

Vitesse mesurée [rad/s]

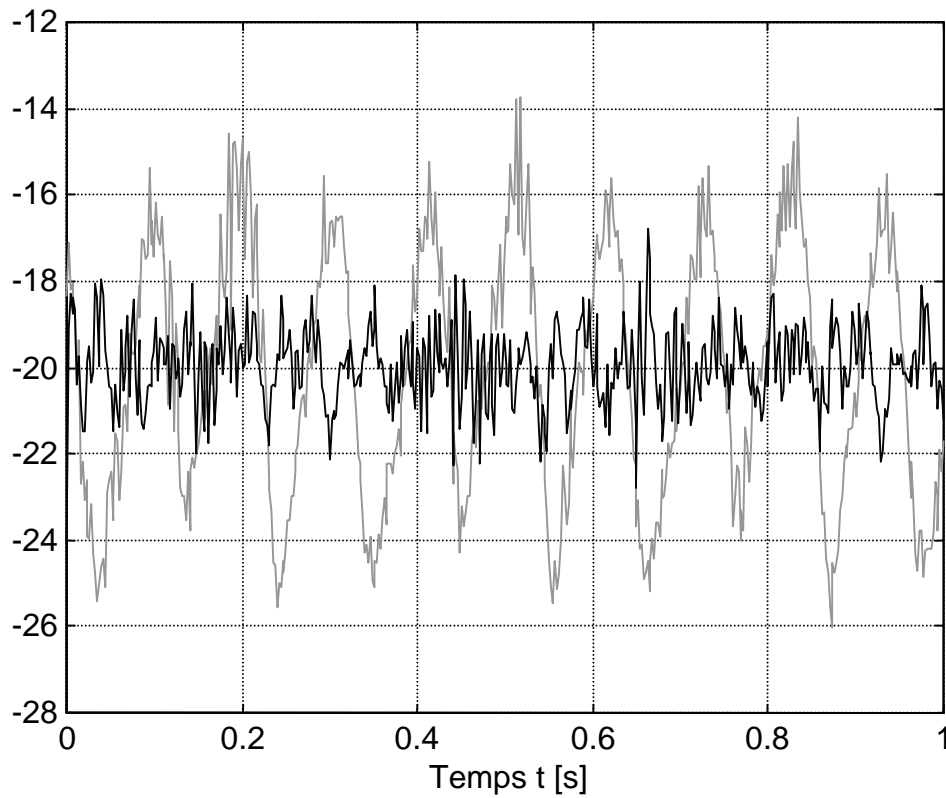


Fig. 6.39 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_k = -20 \text{ rad/s}$ et $M_f = -20 \text{ Nm}$.

Vitesse mesurée [rad/s]

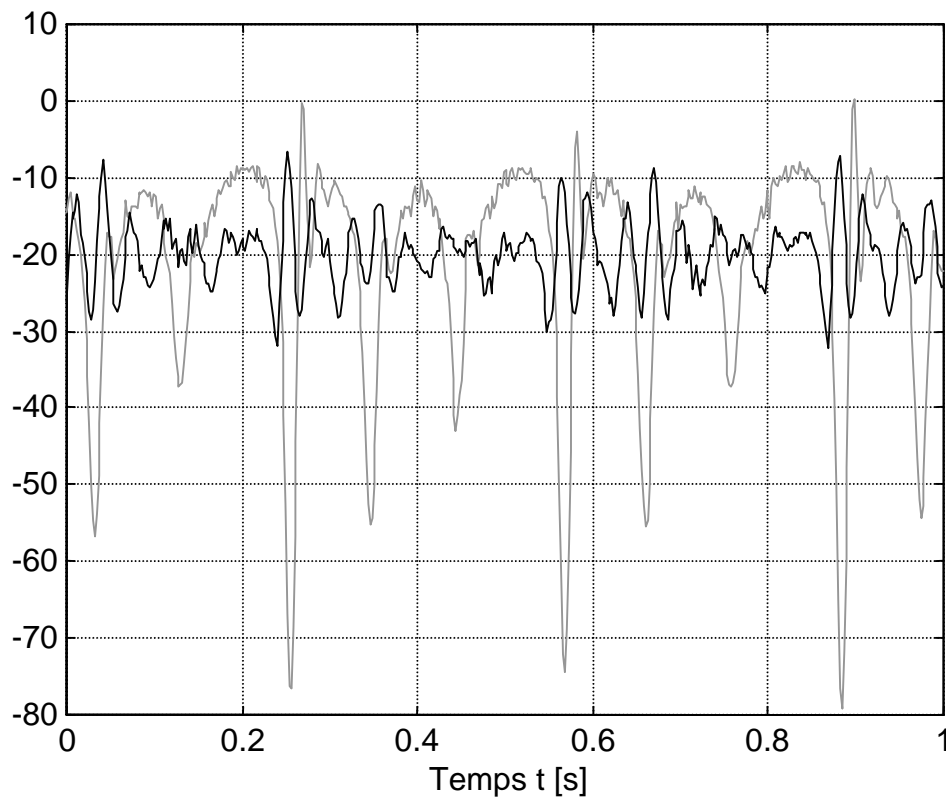


Fig. 6.40 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_k = -20 \text{ rad/s}$ et $M_f = -50 \text{ Nm}$.

6.6.5 Influence de l'estimation des constantes de temps

On a vu, à l'aide de simulations, que la robustesse de l'observateur vis-à-vis de l'estimation des constantes de temps dépend de l'imposition des pôles. Les simulations du paragraphe 6.5.4 indiquent que l'imposition utilisée pour les essais pratiques (figure 6.21) permet de limiter l'influence de l'estimation des constantes de temps sur le comportement de l'observateur pour perturbation variable. Le but de ce paragraphe est de vérifier expérimentalement ces propos. On a donc mesuré l'ondulation de vitesse avec et sans observateur, en modifiant l'estimation des constantes de temps \hat{T}_{pE} et \hat{T}_1 . Les mesures ont été effectuées à une vitesse angulaire de $\omega = 20$ rad/s et un couple de freinage $M_f = 20$ Nm. Ainsi, on peut les comparer à la mesure de la figure 6.35, effectuée dans les mêmes conditions, avec une estimation correcte des constantes de temps. Pour toutes les figures, la courbe noire est mesurée avec l'observateur pour perturbation variable, tandis que la courbe grise est mesurée sans observateur.

Les figures 6.41 et 6.42 montrent l'ondulation de la vitesse mesurée lorsque l'estimation de la constante de temps dominante vaut respectivement $\hat{T}_1 = T_1 / 2$ et $\hat{T}_1 = 2 \cdot T_1$. On voit que, dans les deux cas, l'efficacité de l'observateur est conservée et correspond aux résultats obtenus avec une estimation correcte de la constante de temps dominante.

Les figures 6.43 et 6.44 montrent l'ondulation de la vitesse mesurée lorsque l'estimation de la petite constante de temps vaut respectivement $\hat{T}_{pE} = T_{pE} / 2$ et $\hat{T}_{pE} = 2 \cdot T_{pE}$. Là aussi, on constate que l'efficacité de l'observateur est conservée et qu'elle correspond aux résultats obtenus avec une estimation correcte de la petite constante de temps.

6.7 CONCLUSION

Les mesures effectuées sur le banc de test confirment les résultats de l'étude théorique et démontrent la faisabilité de l'observateur pour perturbation variable. L'emploi de l'observateur pour perturbation variable pour compenser les ondulations du couple électromagnétique du moteur réductant direct s'avère très efficace à basse vitesse. Cependant, comme l'observation des harmoniques de couple est basée sur la mesure de l'ondulation de vitesse, l'inertie du système et la résonance mécanique limite son emploi lorsque la vitesse du moteur augmente.

Le fait que l'observateur pour perturbation variable ne soit pas très sensible aux variations d'inertie et aux erreurs d'estimation de la petite constante de temps constitue un atout majeur pour son utilisation en milieu industriel.

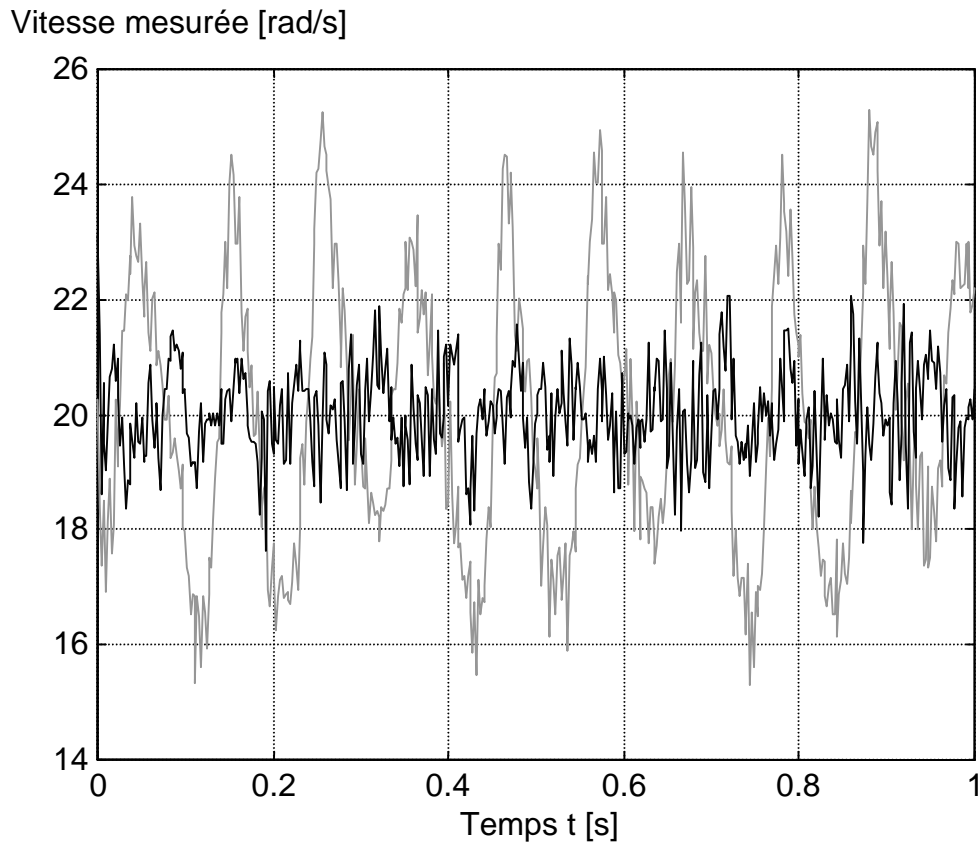


Fig. 6.41 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_c = 20 \text{ rad/s}$ et $M_f = 20 \text{ Nm}$ avec $\hat{T}_1 = T_1 / 2$.

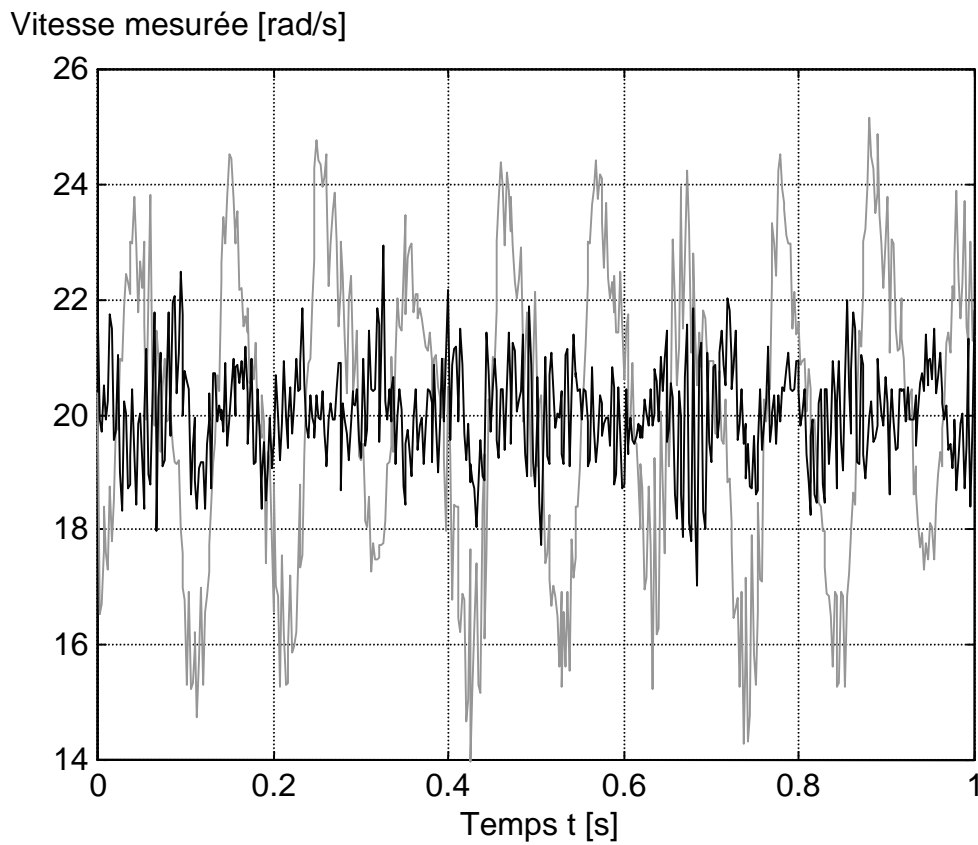


Fig. 6.42 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_c = 20 \text{ rad/s}$ et $M_f = 20 \text{ Nm}$ avec $\hat{T}_1 = 2 \cdot T_1$.

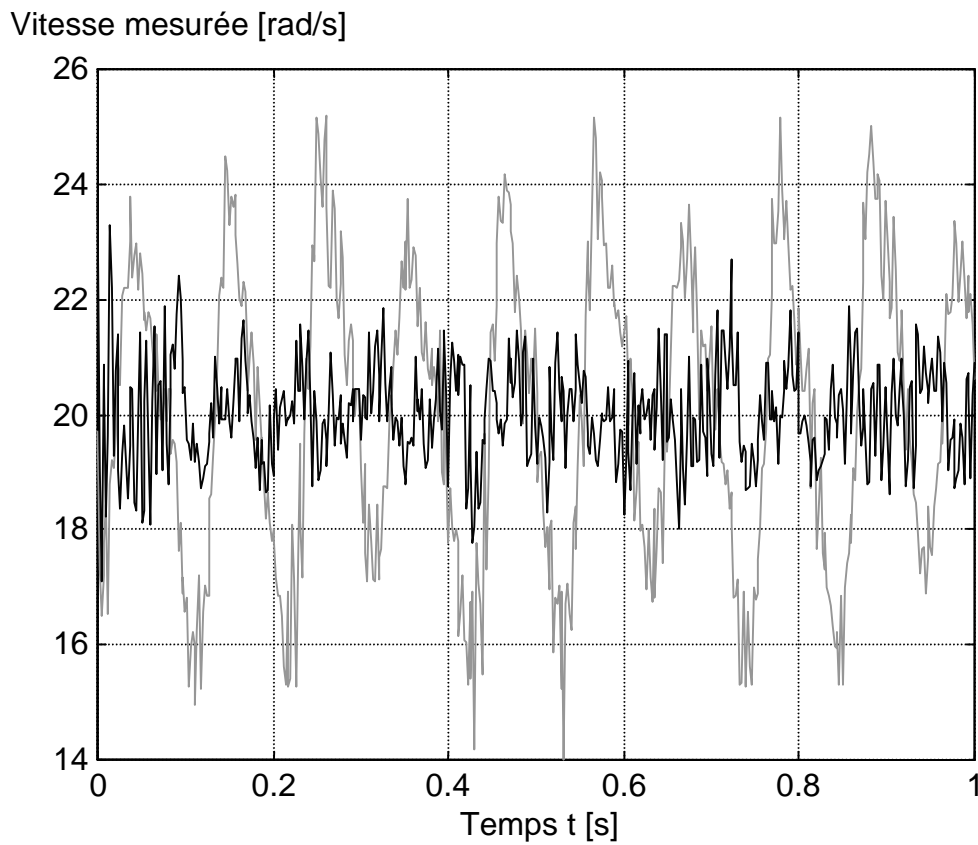


Fig. 6.43 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_c = 20$ rad/s et $M_f = 20$ Nm avec $\hat{T}_{pE} = T_{pE} / 2$.

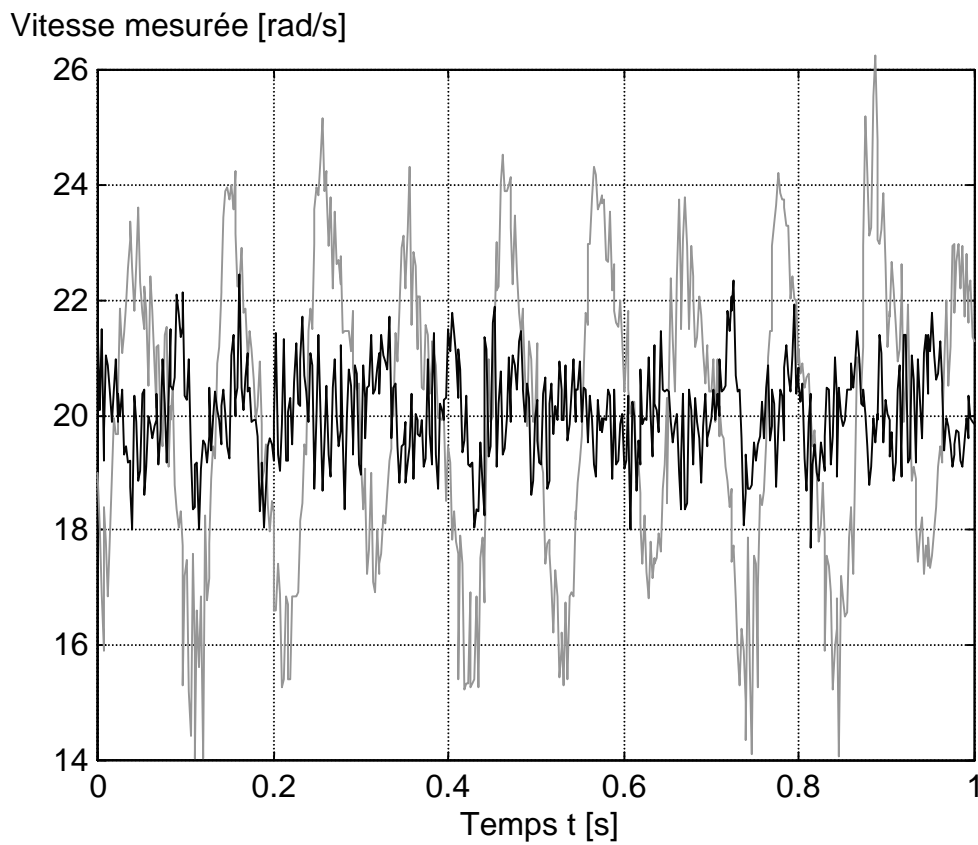


Fig. 6.44 Vitesse angulaire mesurée pour $\omega_c = 20$ rad/s et $M_f = 20$ Nm avec $\hat{T}_{pE} = 2 \cdot T_{pE}$.

CONCLUSION

En général, la commande d'un moteur réluctant direct consiste à alimenter séparément chaque phase par un variateur de courant continu unidirectionnel en imposant un courant de forme rectangulaire en fonction de la position du rotor. Par ce fait, le moteur réluctant direct est souvent considéré comme étant fondamentalement différent des autres types de moteurs tels que asynchrone ou synchrone à aimants permanents. Cependant, le couplage en étoile des trois phases du moteur réluctant direct pour former un système triphasé symétrique a permis d'utiliser la théorie à deux axes. L'emploi d'un référentiel tournant et de phaseurs spatiaux a montré quelques similitudes entre le moteur réluctant direct et les autres types de moteurs. Le couplage en étoile a également permis l'emploi d'un convertisseur de fréquence triphasé dont la topologie est extrêmement répandue dans le domaine des entraînements électriques.

Le réglage du couple électromagnétique est réalisé indirectement par le réglage par mode de glissement des courants de phase. Dans le cas d'un moteur asynchrone, on impose un courant dans l'axe α de manière à générer un flux rotorique constant et le couple électromagnétique devient proportionnel au courant dans l'axe β . Pour le moteur synchrone à aimants permanents ('brushless'), on impose un courant nul dans l'axe α qui correspond à l'axe magnétique et le couple électromagnétique est proportionnel au courant dans l'axe β . Dans le cas du moteur réluctant direct, l'axe α correspond à l'axe des dents rotoriques et on impose un courant identique dans les deux axes. Le couple électromagnétique est alors proportionnel au produit de ces deux courants. La particularité du moteur réluctant direct est d'utiliser un référentiel tournant à la moitié de la vitesse angulaire dentaire et en sens inverse. Le fait que la tension de phase ne soit pas sinusoïdale implique que ce mode de commande se prête mal au réglage des courants de phase par une modulation PWM des tensions de phase. En revanche, le réglage des courants par mode de glissement fournit d'excellents résultats.

Le réglage par mode de glissement des courants de phase permet d'imposer un couple électromagnétique avec une dynamique très élevée. Mais, pour éviter le phénomène de décrochement du moteur réluctant direct, on a vu qu'il est nécessaire d'introduire une limitation de la consigne de couple. Cette limitation varie en fonction de la vitesse du moteur et peut aisément se calculer à l'aide de la théorie de l'ellipse des états de commutation développée dans ce travail.

L'élaboration d'un modèle de simulation numérique très précis a permis de confronter l'étude théorique avec les résultats expérimentaux. De plus, les performances de la nouvelle stratégie de commande ont pu être comparées avec la commande classique sur le moteur de test. Il en résulte que les performances du réglage de vitesse superposé sont excellentes, surtout à très basse vitesse, et que la nouvelle stratégie de commande a permis de réduire sensiblement le bruit acoustique.

Cette étude a également démontré la possibilité d'utiliser un observateur pour perturbation variable permettant de réduire l'ondulation du couple électromagnétique à basse vitesse. La principale difficulté de mettre en œuvre un tel observateur provient de son nombre de pôles élevé (10 pôles) et du fait qu'ils se déplacent rapidement en fonction de la vitesse du moteur. L'étude théorique n'a pas permis de trouver un critère précis concernant l'imposition des pôles. On a tout de même réussi à établir un certain nombre de principes, en accord avec la simulation numérique et les essais pratiques, permettant de guider le choix de l'imposition des pôles et de garantir la stabilité de l'observateur. On a montré que l'observateur pour

perturbation variable nécessite la connaissance de deux paramètres. Le premier est la petite constante de temps du système qui possède toujours la même valeur et qui est, en général, connue de façon suffisamment précise. Le deuxième paramètre est la constante de temps dominante qui dépend de l'inertie de la charge mais dont la valeur précise n'est pas requise. En ce sens, l'observateur pour perturbation variable constitue une bonne solution dans le milieu industriel. Néanmoins, pour garantir le bon fonctionnement de l'observateur, il convient de s'assurer que l'élasticité du couplage mécanique entre le moteur et la charge n'entre pas en résonance dans le domaine de fréquence observé.

L'apport original de ce travail peut être résumé plus particulièrement par les points suivants :

- Modélisation du moteur réluctant direct par phaseurs spatiaux dans un référentiel tournant à la moitié de la vitesse angulaire dentaire et en sens inverse.
- Etude théorique de l'influence de la saturation magnétique des tôles sur le couple électromagnétique.
- Détermination de l'influence de l'état de commutation de l'onduleur sur la variation des courants de phase. Dans le plan complexe de la dérivée du phaseur spatial du courant, l'ensemble des états de commutation de l'onduleur se trouve sur une ellipse.
- Mise en évidence de la caractéristique du couple maximal en fonction de la vitesse du moteur. On a montré que si l'on impose une consigne de couple au-delà de cette caractéristique, il se produit un phénomène de décrochage.
- Etude détaillée du fonctionnement du capteur inductif intégré et mise en évidence des erreurs de mesure. Essai de compensation de l'erreur périodique à l'aide de tables préenregistrées.
- Dimensionnement d'un régulateur de vitesse standard avec une limitation de la grandeur de sortie en fonction de la vitesse du moteur selon une caractéristique optimale.
- Elaboration d'un modèle de simulation numérique du moteur réluctant direct. Le modèle tient compte entre autres de l'erreur de mesure de position du capteur inductif, de la période d'échantillonnage, du temps de calcul, de l'hystérèse des trois régulateurs de courant à action à deux positions et de la quantification sur la mesure de vitesse.
- La sortie du régulateur de vitesse est utilisée pour mesurer l'ondulation du couple électromagnétique. Une mesure des oscillations mécaniques a permis de déterminer la fréquence limite de mesure liée à l'élasticité de l'arbre entre le moteur et la charge.
- Emploi d'un facteur de correction permettant de compenser les ondulations du couple électromagnétique. Ce facteur de correction est mémorisé dans une table en fonction de la position dentaire lors d'un fonctionnement à vitesse constante. Cette méthode donne de bons résultats mais la mémorisation des tables sur un banc de test se prête mal à l'application en milieu industriel.

- Mesure du niveau de bruit acoustique à l'aide d'un sonomètre. On constate que la nouvelle stratégie de commande génère beaucoup moins de bruit.
- Etude d'un observateur pour perturbation variable permettant de compenser les ondulations du couple électromagnétique à partir d'un modèle de perturbation.
- Détermination du vecteur-ligne de l'intervention direct de la grandeur de perturbation de manière à compenser les pôles introduits par l'observateur.
- Elaboration d'un certain nombre de principes concernant le choix de l'imposition des pôles et leur déplacement en fonction de la vitesse car il s'agit de réaliser une adaptation discontinue des coefficients du vecteur de contre-réaction en fonction de la vitesse du moteur.
- Relations analytiques permettant de déterminer les coefficients du vecteur de contre-réaction en fonction de l'imposition des pôles.
- Réalisation pratique de l'observateur pour perturbation variable.

Les perspectives de développements futurs dans le cadre de ce travail peuvent se résumer par les points suivants :

- Améliorer la stratégie de réglage des courants de phase en effectuant un réglage par mode de glissement dans le référentiel tournant au lieu de le faire dans le référentiel statorique (paragraphe 3.3.3). Cette stratégie permettrait d'optimiser la fréquence de commutation de l'onduleur et d'éviter que le courant de phase dépasse momentanément l'hystérèse choisie.
- Elargir l'application de l'observateur pour perturbation variable pour compenser également l'erreur périodique du capteur inductif de position. De cette manière, on pourrait obtenir le même comportement du moteur réluctant direct en se passant du capteur incrémental laser.

ANNEXES

ANNEXE 1

On présente ici les caractéristiques du moteur réluctant direct de test fournies par le fabricant.

- | | |
|--------------------------------|------------------------------|
| • Nombre de phases : | $q = 3$ phases |
| • Nombre de dents rotoriques : | $Z_r = 158$ dents |
| • Couple maximum : | $M_e = 126$ Nm |
| • Masse du moteur : | $m = 43$ kg |
| • Inertie du rotor : | $J = 0.039$ kgm ² |

Pour déterminer les caractéristiques électromagnétiques du moteur, on a mesuré les dimensions d'un pôle statorique. Les mesures sont présentées à la figure A.1. Elles permettent d'estimer la longueur moyenne du circuit magnétique dans le fer ainsi que sa section. On peut décomposer le trajet du flux magnétique en quatre segments et quatre arcs de cercle.

$$\begin{aligned}
 l_{Fe} = & \pi \cdot (220 - 10.5) \cdot \frac{30^\circ}{360^\circ} - \frac{3.8}{2} - 2 \cdot 10.5 + \pi \cdot (154 - 10.5) \cdot \frac{30^\circ}{360^\circ} - \frac{3.8}{2} - 2 \cdot 10.5 \\
 & + 2 \cdot \left(\frac{220 - 154}{2} - 10.5 \right) + 4 \cdot \frac{\pi \cdot 10.5}{4} = 124.6 \text{ mm}
 \end{aligned}
 \tag{A.1}$$

La section du circuit magnétique est donnée par :

$$A_{Fe} = 21 \cdot 150 = 3150 \text{ mm}^2 \tag{A.2}$$

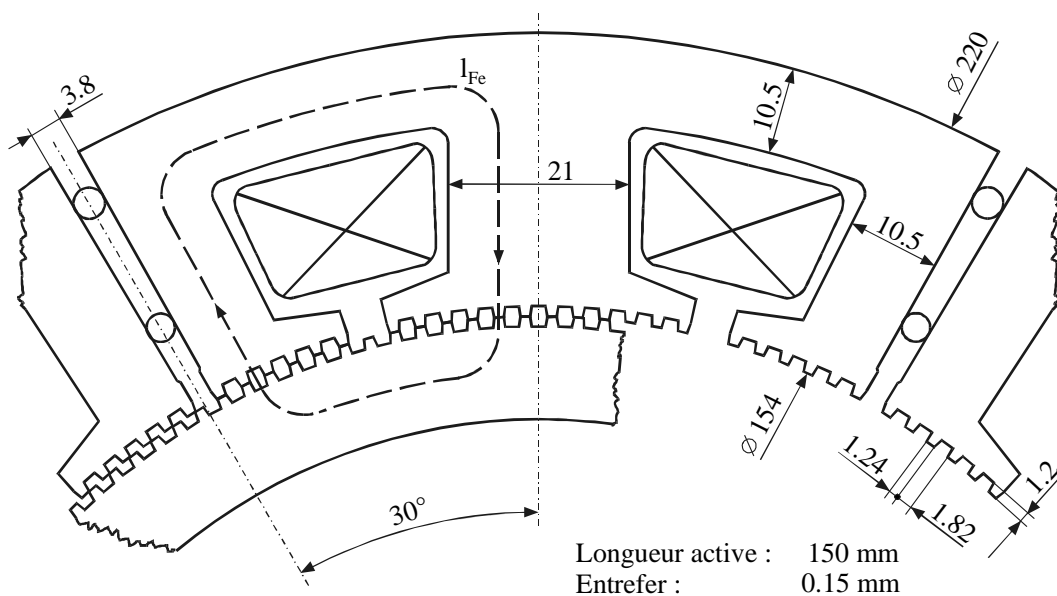


Fig. A.1 Dimensions d'un pôle statorique.

On peut raisonnablement admettre une perméabilité magnétique relative de $\mu_r = 750$. Ainsi, la perméance magnétique d'un pôle statorique vaut

$$\Lambda_{Fe} = \frac{\mu_0 \mu_r A_{Fe}}{l_{Fe}} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 750 \cdot 3.15 \cdot 10^{-3}}{125 \cdot 10^{-3}} = 23.75 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/A} \quad (\text{A.3})$$

La perméance d'entrefer entre un pôle statorique et le rotor est constituée de deux entrefers de douze dents chacun. Pour tenir compte de l'effet de frange entre les dents du stator et celles du rotor, on multiplie la section d'une dent par le facteur 1.3. Lorsque les dents sont alignées, la perméance d'entrefer se calcule de la manière suivante :

$$\Lambda_{\delta}|_{\theta=0} = 6 \cdot \frac{\mu_0 \cdot 1.3 \cdot A_{\delta}}{\delta} = 6 \cdot \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1.3 \cdot (1.24 \cdot 10^{-3} \cdot 150 \cdot 10^{-3})}{150 \cdot 10^{-6}} = 12.15 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/A} \quad (\text{A.4})$$

et la perméance magnétique équivalente d'un pôle statorique vaut

$$\Lambda|_{\theta=0} = \left(\frac{1}{\Lambda_{Fe}} + \frac{1}{\Lambda_{\delta}|_{\theta=0}} \right)^{-1} = 8.04 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/A} \quad (\text{A.5})$$

Chaque pôle statorique possède un bobinage de $N = 58$ spires et chaque phase du moteur est constituée de deux pôles en série. Ainsi, on peut déterminer l'inductance propre de phase

$$L_{11}|_{\theta=0} = 2 \cdot N^2 \cdot \Lambda|_{\theta=0} = 2 \cdot 58^2 \cdot 8.04 \cdot 10^{-6} = 54 \text{ mH} \quad (\text{A.6})$$

De la même façon, on peut déterminer l'inductance équivalente du circuit magnétique dans le fer.

$$L_{Fe} = 2 \cdot N^2 \cdot \Lambda_{Fe} = 2 \cdot 58^2 \cdot 23.75 \cdot 10^{-6} = 160 \text{ mH} \quad (\text{A.7})$$

Pour déterminer la perméance d'entrefer lorsque les dents sont désalignées ($\theta = \pi$), on part de la mesure de l'inductance de phase (1.9).

$$\Lambda|_{\theta=\pi} = \frac{L_{11}|_{\theta=\pi}}{2 \cdot N^2} = \frac{30 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 58^2} = 4.46 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/A} \quad (\text{A.8})$$

$$\Lambda_{\delta}|_{\theta=\pi} = \left(\frac{1}{\Lambda|_{\theta=\pi}} - \frac{1}{\Lambda_{Fe}} \right)^{-1} = 5.49 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/A} \quad (\text{A.9})$$

La perméance équivalente et la perméance d'entrefer peuvent se mettre sous la forme

$$\Lambda_{\delta} = \Lambda_{\delta 0} \pm \Delta \Lambda_{\delta} \quad \text{avec : } \Lambda_{\delta 0} = 8.82 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/A} \quad \Delta \Lambda_{\delta} = 3.33 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/A}$$

$$\Lambda = \Lambda_0 \pm \Delta \Lambda \quad \text{avec : } \Lambda_0 = 6.25 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/A} \quad \Delta \Lambda = 1.79 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/A}$$

(A.10)

ANNEXE 2

Pour mieux comprendre les interactions entre les forces radiales et le niveau de bruit acoustique, on propose un modèle de vibration du moteur réluctant direct [25]. Ce modèle est présenté à la figure A.2. On suppose que les forces radiales générées entre les pôles statoriques et le rotor sont appliquées sur un système oscillant amorti ayant une masse équivalente m_E , un coefficient d'élasticité k_E et un coefficient d'amortissement c_E . Pour chaque phase, on obtient l'équation de mouvement suivante :

$$m_E \ddot{x}_{kk} + c_E \dot{x}_{kk} + k_E x_{kk} = f_{kk}(t) \quad k = 1 \dots 3 \quad (\text{A.11})$$

En considérant le couplage entre les forces des trois phases, on obtient [25] :

$$\begin{bmatrix} \ddot{x}_1 \\ \ddot{x}_2 \\ \ddot{x}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -0.5 & -0.5 \\ -0.5 & 1 & -0.5 \\ -0.5 & -0.5 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \ddot{x}_{11} \\ \ddot{x}_{22} \\ \ddot{x}_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{A.12})$$

La pression sonore engendrée par les oscillations mécaniques est proportionnelle à la vitesse de vibration \dot{x}_k .

$$p_a = -Z_a \dot{x}_k \quad (\text{A.13})$$

où Z_a est l'impédance acoustique caractéristique ($Z_a = 400 \text{ kg/m}^2\text{s}$)

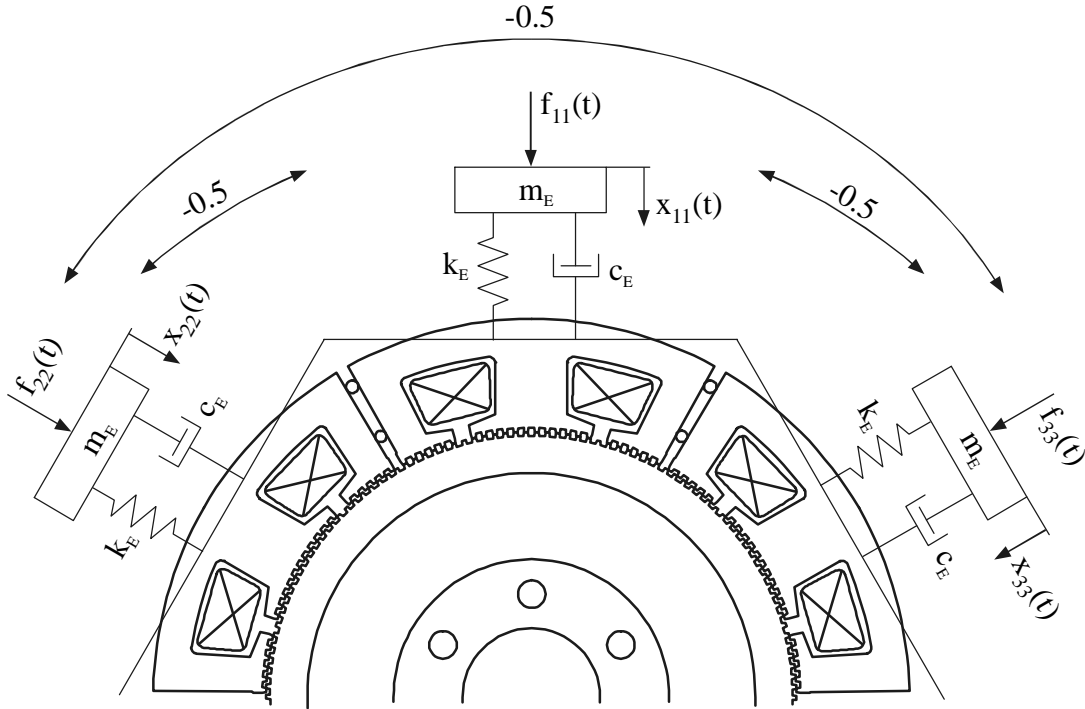


Fig. A.2 Modèle simplifié pour les vibrations du moteur réluctant direct.

La nouvelle méthode de commande génère des forces sinusoïdales d'amplitude F_{r0} décrites par la relation (§ 2.4.7)

$$f_{kk}(t) = \frac{F_{r0}}{2} + \frac{F_{r0}}{2} \cos\left[\omega t + (k-1)\frac{2\pi}{3}\right] \quad k = 1...3 \quad (\text{A.14})$$

La composante continue ne produit pas de bruit acoustique ($\dot{x}_k = 0$). Selon la matrice de couplage (A.12) et la relation (A.14), on peut déterminer une force résultante $f_r(t)$ produisant la même vibration sur une des phases que le couplage des trois forces radiales.

$$f_r(t) = \frac{3}{4} F_{r0} \cos(\omega t) \quad (\text{A.15})$$

On constate que l'amplitude de la force résultante f_r est plus faible que la valeur maximale de la force radiale. Finalement, pour tenir compte de la bande passante de l'oreille humaine, on adapte le niveau sonore avec la pondération fréquentielle A. Il s'agit d'une pondération conventionnelle dont l'allure est représentée à la figure A.3. Par exemple, à la vitesse de rotation nominale du moteur ($\omega = 1000 \text{ rad/s}$), la fréquence d'excitation des forces radiales est de 159 Hz, soit une atténuation de 12.5 dB.

Dans le cas où l'excitation n'est pas sinusoïdale, on génère des harmoniques qui s'approchent de la fréquence de résonance ω_n et qui ne sont pas atténuées par la pondération fréquentielle A.

$$\omega_n = \sqrt{\frac{k_E}{m_E}} \quad (\text{A.16})$$

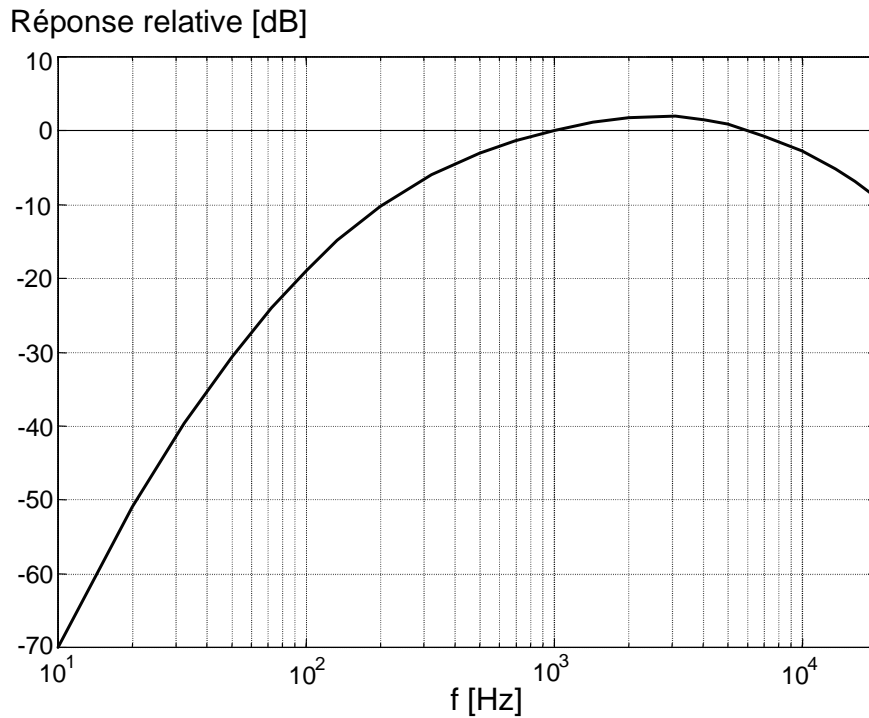


Fig. A.3 Courbe de pondération fréquentielle A.

ANNEXE 3

L'annexe 3 a pour but de comparer les performances en terme de couple électromagnétique entre un moteur réluctant direct et un moteur à courant continu sans collecteur 'brushless'. Il s'agit de comparer la densité de couple électromagnétique par rapport aux dimensions du moteur à l'aide du principe de similitude [12]. Le couple électromagnétique de moteur réluctant est donné par (A.17) et celui du moteur 'brushless' par (A.18).

$$M_R = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\Lambda_b}{d\alpha} \cdot \Theta_b^2 \quad (\text{A.17})$$

$$M_B = \frac{d\Lambda_{ab}}{d\alpha} \Theta_a \Theta_b \quad \begin{array}{l} a : \text{aimant} \\ b : \text{bobine} \end{array} \quad (\text{A.18})$$

Selon le principe de similitude, une grandeur avec l'indice supérieur * représente le rapport de cette grandeur entre deux moteurs du même type mais de taille différente. Pour comparer le moteur réluctant et le moteur 'brushless', on cherche les relations exprimant les rapports de couple M_R^* et M_B^* en fonction du rapport des longueurs actives l^* et des diamètres d^* .

$$\Lambda_{ab}^* = \mu_0 \mu_r^* \frac{A_{Fe}^*}{l_{Fe}^*} = 1 \cdot \frac{d^* l^*}{d^*} = l^* \quad (\text{A.19})$$

$$\Lambda_b^* = \Lambda_{ab}^* = l^* \quad (\text{A.20})$$

$$\Theta_a^* = H_0^* \cdot l^* = 1 \cdot d^* = d^* \quad (\text{A.21})$$

$$\Theta_b^* = J_{Cu}^* \cdot A_{Cu}^* = J_{Cu}^* \cdot d^{*2} \quad J_{Cu} : \text{densité de courant} \quad (\text{A.22})$$

En introduisant les relations (A.19) à (A.22) dans (A.17) et (A.18), on obtient

$$M_R^* = J_{Cu}^{*2} \cdot l^* \cdot d^{*4} \quad (\text{A.23})$$

$$M_B^* = J_{Cu}^* \cdot l^* \cdot d^{*3} \quad (\text{A.24})$$

Les pertes par effet Joule sont données par

$$P_{Cu} = \rho_{Cu} \cdot J_{Cu}^2 \cdot V_{Cu} \quad (\text{A.25})$$

$$P_{Cu}^* = \rho_{Cu}^* \cdot J_{Cu}^{*2} \cdot d^{*2} \cdot l^* = J_{Cu}^{*2} \cdot d^{*2} \cdot l^* \quad (\text{A.26})$$

où : ρ_{Cu} est la résistivité du cuivre et V_{Cu} le volume de cuivre.

En ne considérant que les pertes par effet Joule et le refroidissement par convection naturelle, l'échauffement en régime permanent est donné par

$$\Delta T = \frac{P_{Cu}}{\alpha_{conv} \cdot A_{ext}} \quad (\text{A.27})$$

$$\Delta T^* = \frac{P_{Cu}^*}{\alpha_{conv}^* \cdot A_{ext}^*} = \frac{J_{Cu}^{*2} \cdot d^{*2} \cdot l^*}{1 \cdot d^* \cdot l^*} = J_{Cu}^{*2} \cdot d^* \quad (A.28)$$

La grandeur α_{conv} est le coefficient de convection thermique [W / m² K] agissant sur la surface extérieure du système A_{ext} .

Pour un même échauffement, on a

$$\Delta T^* = 1 \quad \Rightarrow \quad J_{Cu}^* = \sqrt{d^*} \quad (A.29)$$

En insérant (A.29) dans (A.23) et (A.24), on obtient

$$M_R^* = l^* \cdot d^{*3} \quad (A.30)$$

$$M_B^* = l^* \cdot d^{*2.5} \quad (A.31)$$

Ainsi, on peut exprimer le couple électromagnétique par les relations

$$M_R = k_{MR} \cdot l \cdot d^3 \quad (A.32)$$

$$M_B = k_{MB} \cdot l \cdot d^{2.5} \quad (A.33)$$

Le tableau A.1 présente deux moteurs réductants directs de diamètre différent. Ces moteurs existent en plusieurs longueurs actives l , mais une seule est rapportée dans le tableau. On a toutefois pris soin de vérifier que le couple électromagnétique est bien proportionnel à la longueur active.

d [mm]	l [mm]	M _R [Nm]	k _{MR} [Nm / m ⁴]
160	115	31	65812
230	150	126	69039

Tableau A.1 Exemples de moteurs réductants directs.

Le tableau A.2 présente trois moteurs 'brushless' de diamètre différent. Là aussi, ces moteurs existent en plusieurs longueurs, ce qui a permis de déterminer la longueur active de l'un d'entre eux. Ces moteurs sont fabriqués par 'PHASE Motion control'. Il s'agit de moteurs ayant quatre paires de pôles et refroidis par convection naturelle. Le couple électromagnétique est donné pour un échauffement de $\Delta T = 65$ °C.

d [mm]	l [mm]	M _B [Nm]	k _{MB} [Nm / m ^{3.5}]
145	105	17.6	20936
200	145	46	17734
264	100	75	20943

Tableau A.2 Exemples de moteurs 'brushless'.

En rapportant tous les moteurs à une longueur active de $l = 150$ mm, on peut écrire

$$M_R|_{l=0.15} = k_{MR}|_{l=0.15} \cdot d^3 \quad (\text{A.34})$$

$$M_B|_{l=0.15} = k_{MB}|_{l=0.15} \cdot d^{2.5} \quad (\text{A.35})$$

Les nouvelles valeurs sont présentées dans le tableau A.3 pour le moteur réductant direct et dans le tableau A.4 pour le moteur ‘brushless’.

d [mm]	$M_R _{l=0.15}$ [Nm]	$k_{MR} _{l=0.15}$ [Nm / m ³]
160	40.4	9872
230	126	10356

Tableau A.3 Moteurs réductants directs rapportés à une longueur active de $l = 150$ mm.

d [mm]	$M_B _{l=0.15}$ [Nm]	$k_{MB} _{l=0.15}$ [Nm / m ^{2.5}]
145	25.1	3140
200	47.6	2661
264	112.5	3141

Tableau A.4 Moteurs ‘brushless’ rapportés à une longueur active de $l = 150$ mm.

Pour le moteur réductant direct, on prendra la valeur relative au moteur de test, car elle est déterminée avec précision.

$$k_{MR}|_{l=0.15} = 10356 \text{ Nm / m}^3 \quad (\text{A.36})$$

En comparaison, pour le moteur ‘brushless’, on prendra la valeur maximale et, pour un échauffement de $\Delta T = 100$ °C, on peut augmenter la valeur du couple de 25 % d’après le fabricant.

$$\begin{aligned} \Delta T = 65 \text{ °C} &\Rightarrow k_{MB}|_{l=0.15} = 3140 \text{ Nm / m}^{2.5} \\ \Delta T = 100 \text{ °C} &\Rightarrow k_{MB}|_{l=0.15} = 3925 \text{ Nm / m}^{2.5} \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

La figure A.4 montre l’allure du couple électromagnétique en fonction du diamètre pour le moteur réductant direct et le moteur ‘brushless’ avec une longueur active de $l = 150$ mm. Comme le couple électromagnétique du moteur réductant varie en fonction du diamètre à la puissance 3 et que celui du moteur ‘brushless’ varie en fonction du diamètre à la puissance 2.5, il existe toujours un diamètre au-delà duquel le moteur réductant produit plus de couple que le moteur brushless. Dans le cas du moteur réductant direct étudié dans ce travail, le grand nombre de dents au rotor permet de générer un couple électromagnétique important et de dépasser la densité de couple du moteur ‘brushless’ déjà à partir d’un diamètre relativement faible, comme le montre la figure A.4.

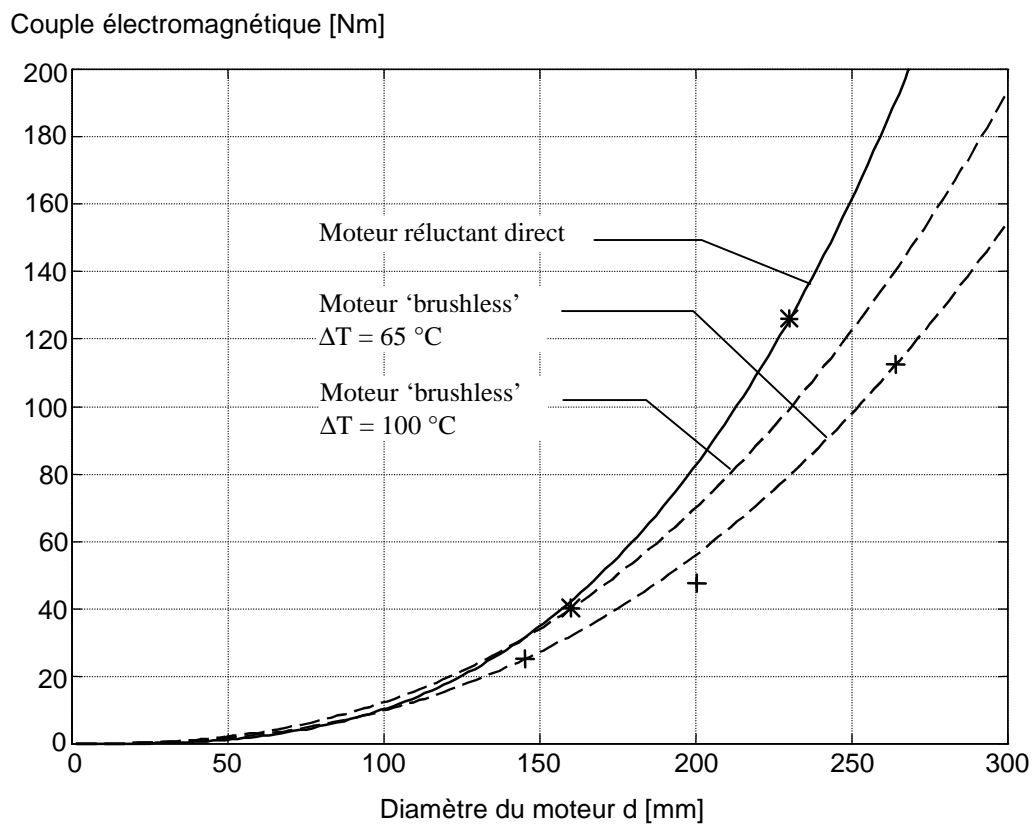


Fig. A.4 Couple électromagnétique en fonction du diamètre du moteur pour une longueur active de $l = 150$ mm.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] T. KENJO, *Stepping motors and their microprocessor controls*, Monographs in electrical and electronic engineering – 16, Oxford Science Publications, 1984.
- [2] T. J. E. MILLER, *Brushless permanent-magnet and reluctance motor drives*, Monographs in electrical and electronic engineering – 21, Oxford Science Publications, 1989.
- [3] P. ROBERT, *Matériaux de l'électrotechnique*, Traité d'électricité, vol. II, Presses Polytechniques Romandes, Lausanne, 1987.
- [4] M. FELDEN, *Le modèle géométrique de la physique*, Nouveaux horizons scientifiques, Masson, Paris, 1992.
- [5] DWJ. PULLE, JCS. LAI, JF. MILTHORPE, N. HUYNH, *Quantification and analysis of acoustic noise in switched reluctance drives*, EPE'93, Brighton, Conf. Proc., p. 65-69.
- [6] M. JUFER, M. CRIVII, *Effect of phase current waveforms on the characteristics and acoustic noise of switched reluctance motors*, EPE'95, Sevilla, Conf. Proc., p. 3.1003-3.1007.
- [7] SC. CHANG, R. YACAMINI, *The effect of cycloconverter drives on noise and vibration in electrical machines*, EPE'95, Sevilla, Conf. Proc., p. 3.205-3.210.
- [8] H. BÜHLER, *Réglage de systèmes d'électronique de puissance*, Volume 1 : théorie, Collection électricité, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1997.
- [9] H. BÜHLER, *Réglage de systèmes d'électronique de puissance*, Volume 2 : entraînements réglés, Collection électricité, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1997.
- [10] J. MOERSCHHELL, *Réglage par mode de glissement du couple de moteurs asynchrones*, Thèse de doctorat No 1159, EPFL, Lausanne, 1993.
- [11] H. BÜHLER, *Convertisseurs statiques*, Collection électricité, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1991.
- [12] M. JUFER, *Electromécanique*, Traité d'électricité, vol. IX, 3^{ème} édition revue et augmentée, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1995.
- [13] H. BÜHLER, *Mécatronique*, Polycopié EPFL, Département d'électricité, Laboratoire d'électronique industrielle, Lausanne, Juin 1992.
- [14] ANALOG DEVICES, *Variable Resolution Monolithic Resolver-to-Digital Converter*, AD2S80A.

- [15] E. FERRARI, *Circuit de comptage d'impulsions sur XILINX*, Projet de semestre au laboratoire d'Electronique Industrielle 96/04, Département d'électricité, EPFL, Lausanne, Eté 1996.
- [16] H. DEDIEU, C. DEHOLLAIN, M. HASLER, J. NEIRYNCK, *Filtres électriques*, Traité d'électricité, vol. XIX, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1996.
- [17] H. BÜHLER, *Conception de systèmes automatiques*, Complément au traité électricité, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1988.
- [18] Ch. GRUBER, *Mécanique générale*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1988.
- [19] M. GIRARDIN, *Torque control of a three-phase direct reluctance motor*, ISIE'97, Guimaraes, Vol. II p. 511, Juillet 1997.
- [20] M. ROSSI, *Electroacoustique*, Traité d'électricité, vol. XXI, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1986.
- [21] H. BÜHLER, *Réglages échantillonnés*, Traitement dans l'espace d'état Volume 2, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1983.
- [22] R. LONGCHAMP, *Commande numérique de systèmes dynamiques*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1995.
- [23] P. VAS, *Sensorless vector and direct torque control*, Monographs in electrical and electronic engineering – 42, Oxford Science Publications, 1998.
- [24] M. SANADA, Y. TAKEDA, T. KOSAKA, N. MATSUI, *Comparative evaluation of torque/radial force for switched reluctance motors*, EPE'99, Lausanne.
- [25] P. O. RASMUSSEN, F. BLAABJERG, J. K. PEDERSEN, P. C. KJAER, T. J. E. MILLER, *Acoustic noise simulation for switched reluctance motors with audible output*, EPE'99, Lausanne.
- [26] J. CHATELAIN, *Machines électriques*, Traité d'électricité, vol. X, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1989.

GLOSSAIRE

Symbole	Description	page
a	Exposant de la formule de Steinmetz	11
a	Coefficient	36
a	Demi-petit axe de l'ellipse des états de commutation	49
a	Paramètre du filtre de Butterworth	102
a_k	Coefficients de Fourier (cosinus)	40
\underline{A}	Matrice fondamentale	151
A_{Cu}	Section des enroulements du stator	203
A_{ext}	Surface extérieure où s'applique la convection thermique	203
A_{Fe}	Section du circuit ferromagnétique	199
\underline{A}_G	Matrice du système global fermé	152
A_k	Fonction de l'angle θ pour la phase k	38
A_k	Coefficient de Fourier (amplitude)	40
\underline{A}_s	Matrice du système à régler	151
\underline{A}_v	Matrice du modèle d'état des grandeurs de perturbation	148
A_δ	Section d'entrefer (1 dent)	200
\underline{A}_{ok}	Sous-matrice de \underline{A}_v concernant l'harmonique k	148
b	Epaisseur des tôles magnétiques	10
b	Demi-grand axe de l'ellipse des états de commutation	49
\underline{b}	Vecteur d'entrée du système global ouvert	151
\underline{b}_{Gw}	Vecteur d'entrée du système global fermé	152
b_k	Coefficient de Fourier (sinus)	40
\underline{b}_s	Vecteur d'entrée du système à régler	151
\underline{b}_{sv}	Vecteur d'entrée de la perturbation	151
\underline{b}_w	Vecteur d'entrée de la consigne	151
B	Induction magnétique	10
\underline{B}_{Gv}	Matrice d'entrée du système global fermé par rap. au vect. de perturbation	152
B_k	Fonction de l'angle θ pour la phase k	38
\underline{B}_{sv}	Matrice d'entrée liant la perturbation au système à régler	151
\underline{B}_v	Matrice d'entrée de la perturbation	151
\underline{c}^T	Vecteur ligne de sortie du système global ouvert	151
c_E	Coefficient d'amortissement équivalent	201
\underline{c}_s^T	Vecteur ligne de sortie du système à régler	151
\underline{c}_v^T	Vecteur ligne de sortie du modèle de perturbation	148
\underline{c}_{vk}^T	Partie du vecteur \underline{c}_v^T concernant l'harmonique k	148
d	Signal de sortie d'un régulateur à action à deux positions	58
d	Diamètre du moteur	203
$D_b(s)$	Dénominateur de la fonction de transfert $G_b(s)$	174
$D_v(s)$	Dénominateur de la fonction de transfert de l'observateur pour perturbation variable (polynôme caractéristique)	160
e	Coefficient d'une expression empirique	11
e	Ecart de réglage	106
e_{lim}	Ecart de réglage fictif	106
f	Fréquence	7

f_{BW}	Bande passante de la conversion résoudre-digital	82
$f_{kk}(t)$	Force radiale produite par la phase k	201
f_{max}	Fréquence de commutation maximale	53
$f_r(t)$	Force radiale résultante sur l'axe d'une phase	202
$f_{réf}$	Fréquence d'alimentation du capteur inductif	82
f_{VCO}	Fréquence de l'oscillateur pour la conversion résoudre-digital	81
f_0	Fréquence particulière	11
f_1	Fréquence fondamentale de commutation	2
F_r	Force radiale	21
F_{r0}	Amplitude des forces radiales	202
$G(s)$	Fonction de transfert continue (général)	170
$G(z)$	Fonction de transfert discrète (général)	170
$G_b(s)$	Fonction de transfert dans le cas d'une mauvaise estimation des constantes de temps	173
$G_{cm}(s)$	Fonction de transfert de l'organe de commande	100
$G_{corr}(s)$	Fonction de transfert de la compensation de couple	132
$G_{cw}(s)$	Fonction de transfert du correcteur pour la grandeur de consigne	106
$G_M(s)$	Fonction de transfert de la mesure de position avec le capteur inductif	82
$G_M(s)$	Fonction de transfert de l'organe de mesure	100
$G_{pE}(s)$	Fonction de transfert résultante	115
$G_R(s)$	Fonction de transfert du régulateur	100
$G_S(s)$	Fonction de transfert du système à régler	100
$G_{SV}(s)$	Fonction de transfert de la grandeur de perturbation	100
$G_w(s)$	Fonction de transfert du système global fermé par rapport à la consigne	157
$G_0(s)$	Fonction de transfert en boucle ouverte	116
$H(z)$	Fonction de transfert discrète	97
H_0	Amplitude du champ magnétique	10
i	Courant de phase	13
\underline{i}	Phaseur spatial du courant dans le référentiel tournant	25
i_α	Composante réelle du phaseur spatial du courant dans le référentiel lié au stator	25
i_β	Composante imaginaire du phaseur spatial du courant dans le référentiel lié au stator	25
\underline{i}^s	Phaseur spatial du courant dans le référentiel lié au stator	24
i_α^s	Composante réelle du phaseur spatial du courant dans le référentiel lié au stator	24
i_β^s	Composante imaginaire du phaseur spatial du courant dans le référentiel lié au stator	24
i_{kc}	Consigne de courant pour la phase k	53
i_{kBF}	Partie basse fréquence du courant de la phase k	50
i_{kHF}	Partie haute fréquence du courant de la phase k (commutation)	50
i_{ek}	Ecart entre la consigne de courant et le courant de phase	56
I	Valeur efficace du courant de phase	9
\hat{I}	Valeur de crête du courant de phase	7
I_a	Intensité acoustique	145
I_{a0}	Intensité acoustique de référence	145
I_{CC}	Courant continu permettant l'alignement des dents rotoriques.	84
I_f	Courant dans les enroulements du frein à hystérèse	99

I_N	Courant nominal du frein à hystérèse	99
\hat{I}_r	Valeur de crête du courant alimentant le capteur inductif	78
I_0	Amplitude du courant de phase pour la commande classique	22
J	Inertie	98
J_{Cu}	Densité de courant dans les enroulements du stator	203
k	Indice de numérotation des phases $k = 1, 2, 3$	19
k	Nombre entier de périodes d'échantillonnage	81
k	Numéro d'harmonique	149
$k(\theta)$	Facteur de correction en fonction de l'angle dentaire	122
\underline{k}^T	Vecteur ligne de la contre-réaction d'état global	152
k_b	Coefficient de contre-réaction de l'observateur de perturbation	150
k_E	Coefficient d'élasticité équivalent	201
k_{MB}	Densité de couple du moteur 'brushless'	204
k_{MR}	Densité de couple du moteur réluctant	204
k_n	Coefficient de la contre-réaction d'état (continu)	150
k_R	Coefficient de la composante intégrale (continu)	150
k_w	Coefficient de l'intervention directe de la consigne (continu)	150
\underline{k}_v^T	Vecteur ligne de l'intervention directe de la grandeur de perturbation	150
\underline{k}_{vk}^T	Partie du vecteur ligne \underline{k}_v^T	154
k_{vk1}	Elément du vecteur ligne \underline{k}_v^T	154
k_{vk2}	Elément du vecteur ligne \underline{k}_v^T	154
k_{v0}	Elément du vecteur ligne \underline{k}_v^T	154
k_1	Coefficient	64
k_2	Coefficient	64
K	Coefficient	36
K_A	Coefficient d'accélération caractérisant la conversion résoudre-digital	84
K_{cm}	Facteur de transfert de l'organe de commande	105
K_i	Coefficient de la composante intégrale	105
K_n	Coefficient de la contre-réaction d'état (digital)	157
K_p	Coefficient de la composante proportionnelle	105
K_{pi}	Coefficient de la somme des composantes proportionnelle et intégrale	106
K_R	Coefficient de la composante intégrale (digital)	157
K_w	Coefficient de l'intervention directe de la consigne (digital)	157
l	Longueur active du moteur	203
\underline{l}_b	Vecteur de contre-réaction de l'observateur de perturbation	150
l_{bi}	Elément du vecteur de contre-réaction \underline{l}_b	161
l_{Fe}	Longueur du circuit ferromagnétique	199
L	Inductance	5
L	Fonction de Langevin	35
L_{Fe}	Inductance du circuit magnétique	10
L_{Fe0}	Inductance du circuit ferromagnétique en courant continu	10
L_p	Niveau de pression acoustique	145
$L_{réf}$	Inductance de l'enroulement de référence du capteur inductif	78
L_S	Inductance du modèle de phase	10
L_δ	Inductance d'entrefer	11
L_0	Valeur moyenne de l'inductance de phase	19
L_{0mut}	Valeur moyenne de l'inductance mutuelle entre phases	34

L_{0r}	Valeur moyenne des inductances mutuelles du capteur inductif	77
m	Masse du moteur	199
m_{corr}	Compensation de l'ondulation de couple (valeur relative)	133
m_e	Couple électromagnétique (valeur relative)	101
m_E	Masse équivalente pour le modèle de vibrations	201
m_{ec}	Consigne de couple (valeur relative)	116
m'_{ec}	Consigne de couple corrigée (avec facteur de correction)	132
m'_{ec}	Consigne de couple non limitée (valeur relative)	158
m_{e0}	Couple électromagnétique sans perturbation (valeur relative)	116
m_f	Couple de charge (valeur relative)	122
$m_{max}(\omega)$	Couple électromagnétique maximal (valeur relative)	185
m_{ond}	Ondulation sinusoïdale de couple (valeur relative)	119
m_r	Couple résistant (valeur relative)	148
m_v	Couple de perturbation (valeur relative)	116
\hat{m}_v	Couple de perturbation observé (valeur relative)	150
m_{vk}	Couple de perturbation d'harmonique k (valeur relative)	149
M_B	Couple électromagnétique du moteur 'brushless'	203
M_e	Couple électromagnétique	18
M_e'	Couple électromagnétique équivalent lors d'une erreur de mesure de position	86
M_{emut}	Couple électromagnétique généré par les inductances mutuelles	34
M_{e1}	Couple électromagnétique produit par la phase 1	33
M_f	Couple de freinage	98
M_{frot}	Couple de frottement	107
\underline{M}_k	Sous-matrice concernant l'harmonique k	154
M_{max}	Valeur maximale du couple électromagnétique	60
M_N	Couple de freinage nominal du frein à hystérèse	99
$M_{réf}$	Valeur de référence du couple électromagnétique pour la normalisation	101
M_R	Couple électromagnétique du moteur réluctant	203
$\underline{M}_v(\omega)$	Matrice pour le calcul des coefficients du polynôme caractéristique $D_v(s)$	161
n	Vitesse angulaire dentaire (valeur relative)	100
\hat{n}	Vitesse angulaire dentaire observée (valeur relative)	150
n_c	Consigne de vitesse angulaire dentaire (valeur relative)	116
n_1	Zéro de la fonction de transfert $G_w(s)$	157
N	Nombre de spires du bobinage statorique	5
N	Résolution numérique du résolver ($N=10, 12$ ou 14 bits)	81
$N_b(s)$	Numérateur de la fonction de transfert $G_b(s)$	174
$N_v(s)$	Numérateur de la fonction de transfert de l'observateur de perturbation	160
p	Pertes magnétiques massiques	11
p_a	Pression acoustique	145
p_{a0}	Pression acoustique de référence	145
p_i	Pôle	155
P	Désignation d'un point dans le plan	65
$P(s)$	Polynôme caractéristique du système global fermé	153
P_a	Puissance acoustique	145
P_{Cu}	Pertes par effet Joule dans les enroulements du stator	203
q	Nombre de phase du moteur	2
$Q''(s)$	Polynôme contenant les zéros restants de $Y''(s)$	154
r	Distance relative sur un segment de droite	65

r_a	Distance de la source sonore	145
$\underline{R}_G(s)$	Matrice adjointe du système global fermé	153
s	Opérateur de Laplace	82
s_N	Opérateur de Laplace modifié	82
S_R	Surface de réglage absolue	102
R	Résistance de phase	13
R_{Fe}	Résistance modélisant les pertes dans le circuit ferromagnétique	11
R_S	Résistance du modèle de phase	11
R_0	Résistance de l'enroulement statorique	11
t	Temps	13
T_{cm}	Petite constante de temps de l'organe de commande	101
T_{cw}	Constante de temps du correcteur pour la grandeur de consigne	106
T_E	Période d'échantillonnage	72
T_i	Constante de temps d'intégration du régulateur	105
T_{me}	Retard moyen dû au maintien	101
T_M	Petite constante de temps de l'organe de mesure	104
T_n	Constante de temps de la corrélation intégrale	105
T_p	Petite constante de temps	101
T_{pE}	Petite constante de temps résultante	104
\hat{T}_{pE}	Estimation de la petite constante de temps résultante	172
T_{pM}	Petite constante de temps équivalente du filtre de Butterworth	102
T_r	Temps de calcul	72
T_1	Constante de temps dominante du système à régler	101
\hat{T}_1	Estimation de la constante de temps dominante T_1	172
u	Tension de phase	13
u	Grandeur de commande	100
u_c	Signal de consigne pour le convertisseur SLO-SYN	141
u_{cm}	Signal de commande	100
u_e	Tension d'erreur dans le traitement des signaux du résoudre	80
u_M	Signal utilisé lors de la conversion résoudre-digitale	81
u_n	Signal utilisé lors de la conversion résoudre-digitale	81
$u_{réf}$	Tension de référence pour le traitement des signaux du résoudre	81
u_{sin}	Tension fournie par le capteur inductif variant selon $\sin(\theta)$	78
u_{cos}	Tension fournie par le capteur inductif variant selon $\cos(\theta)$	78
u_R	Composante de la tension de phase liée à la résistance de phase	29
u_{H1}	Onde fondamentale de la tension de phase	29
u_{H3}	Composante d'harmonique 3 de la tension de phase	29
u_N	Tension du centre de l'étoile	44
$\underline{u}_v(\omega)$	Vecteur pour le calcul des coefficients du polynôme caractéristique $D_v(s)$	161
\hat{U}	Valeur de crête de la tension de phase	7
U_e	Tension continue du circuit intermédiaire	44
\hat{U}_e	Valeur de crête de la tension d'erreur	80
\hat{U}_M	Valeur de crête utilisée lors de la conversion résoudre-digital	81
v	Grandeur de perturbation	100
V_{Cu}	Volume de cuivre des enroulements du stator	203
w	Grandeur de consigne	100
w'	Grandeur de consigne filtrée par le correcteur	106
W_{mag}, W'_{mag}	Energie et coénergie magnétique	17
x	Variable	35

$x[k]$	Signal d'entrée discret	97
\underline{x}	Vecteur d'état global	151
x_{ck}	Elément du vecteur $\underline{x}_{\omega k}$	148
$x_k(t)$	Déplacement du stator lors de vibrations dans l'axe de la phase k	201
$x_{kk}(t)$	Déplacement propre du stator lors de vibrations liées à la phase k	201
x_R	Grandeur auxiliaire pour la composante intégrale	106
x_{sk}	Elément du vecteur $\underline{x}_{\omega k}$	148
\underline{x}_s	Vecteur d'état du système à régler	151
\underline{x}_v	Vecteur d'état du modèle d'état des grandeurs de perturbation	148
$\underline{x}_v(0)$	Valeur initiale du vecteur \underline{x}_v	153
$\underline{x}_{vk}(0)$	Partie du vecteur $\underline{x}_v(0)$	154
$x_{vk1}(0)$	Elément du vecteur $\underline{x}_v(0)$	154
$x_{vk2}(0)$	Elément du vecteur $\underline{x}_v(0)$	154
$x_{v0}(0)$	Elément du vecteur $\underline{x}_v(0)$	154
$\hat{\underline{x}}_v$	Vecteur d'état du modèle de perturbation observé	150
$\underline{x}_{\omega k}$	Partie de \underline{x}_v concernant l'harmonique k	148
$\underline{X}(s)$	Transformée de Laplace du vecteur d'état global	153
$\underline{X}_v(s)$	Transformée de Laplace du vecteur de perturbation	153
y	Grandeur à régler	100
$y[k]$	Signal de sortie discret	97
y_R	Signal de sortie du régulateur	106
y_R'	Signal de sortie non limité du régulateur	106
y_M	Grandeur à régler mesurée	100
$Y(s)$	Transformée de Laplace de la grandeur de sortie	153
$Y''(s)$	Polynôme du numérateur de $Y(s)$	153
z	Opérateur de la transformation en z	97
z_k	Pôles en z	171
Z_a	Impédance acoustique caractéristique	145
Z_r	Nombre de dents au rotor	2
α	Angle de rotation mécanique du rotor	2
α	Coefficient pour le filtre passe-bas numérique	106
$\dot{\alpha}$	Abscisse dans le plan de la dérivée du phaseur spatial du courant	65
α_{conv}	Coefficient de convection thermique	203
α_i	Coefficient de l'équation caractéristique donnée par l'imposition des pôles	155
$\dot{\alpha}_0$	Abscisse du centre de l'ellipse des états de commutation	49
$\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$	Coefficients d'adaptation du modèle de phase	11
β	Coefficient	10
β	Déphasage entre les inductances de phase et mutuelles	34
$\dot{\beta}$	Ordonnée dans le plan de la dérivée du phaseur spatial du courant	65
$\dot{\beta}_0$	Ordonnée du centre de l'ellipse des états de commutation	49
γ	Vecteur formé par les coefficients du polynôme caractéristique $D_v(s)$	161
γ_i	Coefficient du polynôme caractéristique $D_v(s)$	161
δ	Longueur de l'entrefer	20
δ_0	Valeur nominale de la longueur de l'entrefer	20
Δi_h	Largeur de la bande d'hystérèse du courant de phase	53

ΔL	Variation de l'inductance de phase	19
ΔL_{mut}	Variation de l'inductance mutuelle entre phase	34
ΔL_r	Variation des inductances mutuelles du capteur inductif	77
Δm_{ec}	Ondulation de la consigne de couple	132
ΔT	Echauffement du moteur en régime permanent	203
$\Delta \Lambda$	Variation de la perméance équivalente	5
$\Delta \Lambda_\delta$	Variation de la perméance d'entrefer	5
$\Delta \theta_{mes}$	Erreur sur la mesure de la position dentaire	85
$\Delta \theta_q$	Pas de quantification sur la mesure de l'angle dentaire	81
$\Delta \omega_q$	Pas de quantification sur la mesure de vitesse	81
ε	Pas angulaire du moteur réluctant	2
η	Coefficient de la formule de Steinmetz	11
θ	Angle dentaire (2π correspond à la rotation d'une dent rotorique)	2
θ_{mes}	Angle dentaire mesuré	82
θ_s	Angle de rotation du référentiel tournant	25
θ_1	Angle dentaire particulier	64
Θ	Potentiel magnétique	5
Θ_a	Potentiel magnétique interne de l'aimant permanent	203
Θ_b	Potentiel magnétique généré par les bobines	203
Λ	Perméance magnétique équivalente d'un pôle statorique	5
Λ_{ab}	Perméance magnétique mutuelle aimant-bobine	203
Λ_b	Perméance magnétique de la bobine	203
Λ_{Fe}	Perméance du circuit ferromagnétique	5
Λ_δ	Perméance d'entrefer	5
$\Lambda_{\delta 0}$	Valeur moyenne de la perméance d'entrefer	5
Λ_0	Valeur moyenne de la perméance équivalente	5
μ_0	Perméabilité du vide	10
μ_r	Perméabilité relative	10
ρ	Résistivité des tôles magnétique	10
ρ	Valeur absolue de la partie réelle d'un pôle	156
ρ_{Cu}	Résistivité des enroulements du stator	203
σ	Valeur numérique de l'angle θ dans la conversion resolver-digital	80
φ	Avance de phase du courant par rapport au référentiel tournant	26
φ'	Avance de phase équivalente lors d'une erreur de mesure de position	86
φ_1	Déphasage entre tension et courant de phase	7
φ_k	Coefficient de Fourier (phase)	40
Φ	Flux d'induction magnétique	5
$\underline{\Phi}_v$	Matrice de transition d'état du modèle de perturbation	149
$\underline{\Phi}_{\omega k}$	Sous-matrice de $\underline{\Phi}_v$ concernant l'harmonique k	149
Ψ	Flux totalisé	13
Ψ_{klin}	Flux totalisé de la phase k en milieu non saturable	36
ω	Vitesse angulaire dentaire	2
$\omega^\#$	Vitesse angulaire dentaire variant par palier avec hystérèse	176
ω_b	Paramètre du filtre de Butterworth	102
ω_c	Consigne de la vitesse angulaire dentaire	142
ω_{mes}	Vitesse angulaire dentaire mesurée	87
ω_n	Fréquence de résonance des vibrations du stator	202

ω_r	Fréquence d'alimentation de l'enroulement de référence du capteur inductif	78
$\omega_{réf}$	Valeur de référence de la vitesse angulaire dentaire pour la normalisation	101
ω_k	Pulsation de couple d'harmonique k	148
ω_0	Fréquence de coupure	102
Ω	Vitesse angulaire mécanique	2
$\Omega_{réf}$	Vitesse angulaire mécanique de référence pour la normalisation	101

INDICES

c	Relatif à la valeur de consigne	56
calc	Valeur calculée	69
j	Indice de numérotation	18
k	Indice de numérotation des phases k = 1, 2, 3	18
lim	Valeur limite	69
max	Valeur maximale	64
1, 2, 3	Relatif à la phase 1, 2 ou 3	8
1r, 2r, 3r, 4r	Mutuel entre l'enroulement de référence et les phases 1, 2, 3 et 4 du capteur inductif	77
11, 22, 33	Valeur propre relative à la phase 1, 2 ou 3	7
12, 23, 31	Mutuel entre les phases 1, 2 et 3	34
10, 20, 30	Relatif à la branche 1, 2 ou 3	44

EXPOSANTS

s	Relatif au référentiel statorique	24
*	Rapport de grandeur entre deux moteurs du même type mais de taille différente	203

OPERATEURS

adj	Matrice adjointe	153
det	Déterminant d'une matrice	153
L^{-1}	Transformée de Laplace inverse	170
MOD	Modulo	129
sign(x)	Fonction donnant le signe	60
Z	Transformée en z	170
$\underline{1}$	Matrice unité	148
\underline{A}	Matrice (majuscule)	148
\underline{x}	Vecteur (minuscule)	148
$ \underline{x} $	Valeur absolue	60
\dot{x}	Dérivé par rapport au temps	148
\ddot{x}	Dérivée seconde par rapport au temps	201
\underline{x}^T	Vecteur ligne (transposé)	148
\approx	Proportionnel	11

CURRICULUM VITAE

Michel Girardin né le 28 avril 1968 à Delémont (JU).

- | | |
|-------------|---|
| 1983 – 1987 | Apprentissage à l'Ecole d'Horlogerie et de Microtechnique à Porrentruy.
Obtention d'un CFC de mécanicien-électronicien. |
| 1987 – 1990 | Etude à l'Ecole d'Ingénieur de Bienne.
Obtention du diplôme d'ingénieur ETS en électrotechnique. |
| 1990 – 1994 | Etude à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
Obtention du diplôme d'ingénieur électricien (EPFL). |
| 1995 – 1997 | Assistant au laboratoire d'électronique industrielle (EPFL – LEI). |
| Dès 1997 | Employé chez WARNER ELECTRIC S.A. au département de recherche et développement.
Les travaux de doctorats sont réalisés en parallèle. |